

# Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

---

4. Jahrgang

15. Juli 1923

Nr. 14

---

## 1. Allgemeines.

**Max Planck.** Die Entstehung und bisherige Entwicklung der Quantentheorie. Nobelvortrag, gehalten vor der Königlich Schwedischen Akademie der Wissenschaften zu Stockholm am 2. Juni 1920. Les prix Nobel en 1919—1920, 14 S., 1922. [S. 791.]

**J. Stark.** Änderungen der Struktur und des Spektrums chemischer Atome. Nobelvortrag, gehalten vor der Königlich Schwedischen Akademie der Wissenschaften zu Stockholm am 3. Juni 1920. Les prix Nobel en 1919—1920, 10 S., 1922. [S. 832.] SMEKAL.

**Prof. M. Abraham †.** Nature **111**, 506, 1923, Nr. 2789.

**Sampson.** Jacobus Cornelius Kapteyn. Proc. Edinburgh **42**, 369—370, 1923, Nr. 3.

**Giulio Dalla Noce.** Profilo di Quirino Majorana. L'Arduo (2) **2**, 307—312, 1922, Nr. 5/6.

**M. v. Laue.** W. C. Röntgen. Verb. d. D. Phys. Ges. (3) **4**, 8—10, 1923, Nr. 1.

**M. v. Rohr.** Auswahl aus der Behandlung des Horopters bei Fr. Aguilonius um 1613. ZS. f. ophthalm. Opt. **11**, 41—59, 1923, Nr. 2.

**Albert v. Pflugk.** Noch eine alte deutsche Brillenmacherordnung. ZS. f. ophthalm. Opt. **11**, 33—40, 1923, Nr. 2. SCHEEL.

**Elihu Thomson.** Silica Glass or Fused Quartz. Gen. Electr. Rev. **26**, 68—74, 1923, Nr. 2. Durch Vervollkommnung der Herstellungsprozesse ist es gelungen, sowohl aus Quarzglas, das für technische Zwecke (Isolatoren für Hochspannung, Herstellung von Schwefelsäure usw.) große Bedeutung gewonnen hat, als auch aus klarem Quarz Stücke von bisher nicht bekannten Abmessungen herzustellen, z. B. Quarzglasstücke von mehr als 40 kg Gewicht und Blöcke aus klarem geschmolzenen Quarz von mehr als 2500 ccm Volumen für Prismen und Linsen. Die verschwindend geringe Absorption im Ultraviolett und Ultrarot ermöglicht die Verwendung von Quarzstäben (bis 8 m Länge) zum Transport von Strahlungsenergie, besonders für medizinische Zwecke (Bestrahlung von Geweben in Körperhöhlen). Weiterhin wird auf die Verwendung

von Quarzgutblöcken mit verschmolzener Oberfläche für astronomische Spiegel hingewiesen, wobei die geringe Ausdehnung äußerst wertvoll ist. Auch für Thermometer und Normalstimmgabeln ist geschmolzener Quarz von Vorteil.

H. R. SCHULZ.

**Z. Carrière.** Turbine phonique. *Ann. de phys.* (9) **17**, 123—164, 1922, Jan./Febr. (Vgl. diese Ber. **3**, 936, 1922.)

SCHERL.

**Max Kurrein.** Zahnräderprüfung. *Werkstattstechnik* **17**, 225—232, 1923, Nr. 8. Es werden zunächst die von englischen und amerikanischen Firmen entwickelten Projektionsverfahren zur Prüfung von Zahnrädern, Zahnradfräsern und Schneckenabwälfzräsern, sowie das Odontometer von Pratt und Whitney beschrieben, über die bereits nach den Originalveröffentlichungen berichtet ist. Während letzteres die Genauigkeit und Gleichförmigkeit des Profils sowie der Teilung untersucht, beschränken sich die Apparate der Fortuna-Werke auf die Kontrolle der Zahnstärke und der Teilung. Das Instrument wird mit zwei Anschlägen auf zwei Zahnköpfe aufgesetzt, während sich an zwei entgegengesetzt geneigte Flanken eine feste Kugel und eine bewegliche anlegt; diese wirkt durch Hebelübersetzung auf ein Minimeter ein (zum Teil werden auch zwei Minimeter verwendet). Die Tastbolzen sind der benötigten Entfernung entsprechend nach einem Normalrade einzustellen. Für größere Räder benutzt man ein Universalstativ, an dem die eigentliche Meßvorrichtung allseitig einstellbar ist. Um die richtige Lage des Profils zum Teilkreis zu bestimmen, wird an dem Meßbolzen des Minimeters eine entsprechend geformte Tastspitze angesetzt, die jeweils in die Zwischenräume zwischen den Zähnen eingeführt wird. Bei dem Kruppschen Gerät wird diese Meßspitze jeweils meßbar verschoben und die dadurch am Zahnrade hervorgebrachte Drehung an einer mit ihm gekuppelten geteilten Scheibe mikroskopisch gemessen. Zum Schluß werden die bekannten Apparate, System Saurer, zur Prüfung des Zusammenarbeitens zweier Stirn- oder Kegelräder beschrieben, die auch selbsttätig die Unregelmäßigkeiten aufzeichnen. Die Prüfung, ob die Erzeugenden aller Zahnflanken sich bei Kegelrädern in dem gemeinsamen Scheitel der beiden Walzkegel schneiden, erfolgt mit einem Lineal, das mit einer kugelförmigen Aushöhlung auf eine Kugel gelegt wird, deren Mittelpunkt den Scheitel darstellt.

BERNDT.

**Welisek.** Preßluftmesser. *Maschinenbau* **2**, 588—589, 1923, Nr. 15 (Gestaltung S. 172—173). Die Messung der Preßluft erfolgt mit einem sich nach oben konisch erweiternden Glasrohr, in dem sich ein geführter Aluminiumschwimmer befindet. Aus der bekannten Formel, daß sich die Geschwindigkeiten umgekehrt wie die Quadratwurzeln aus den Gasdichten verhalten, folgt, daß sich die Durchströmvolumina umgekehrt wie die Quadratwurzeln aus den Drucken verhalten. Dieser Formel gemäß muß das an der für einen bestimmten Druck geteilten Skale abgelesene Volumen dem Gebrauchsdruck entsprechend umgerechnet werden.

BERNDT.

**Erich Kayser.** Die Meßdose. *Präzision* **2**, 103—104, 1923, Nr. 9. Die Meßdose wird von zwei Gummimembranen gebildet, die durch einen Zwischenring auseinandergehalten und durch zwei weitere Ringe gedichtet werden. In den oberen Ring ragt die Druckplatte, die an einer Deckplatte befestigt ist, welche an ihrem anderen Ende sich um ein aus zwei dünnen Stahlblättchen gebildetes Gelenk drehen kann. Falls sich die Deckplatte zu tief in die Meßdose hineindrückt, würde der Durchmesser um die doppelte Membrandicke vergrößert werden. Dies wird dadurch vermieden, daß gegen die untere Membran eine Verdrängerplatte bewegt wird, die den Raum der ausgetretenen Flüssigkeit einnimmt; ihre richtige Stellung wird durch die Null-

stellung eines Zeigers angegeben. Während der Meßbereich sehr schnell mit wachsendem Dosendurchmesser steigt, geht das zu messende kleinste Gewicht nur langsam in die Höhe. Die Empfindlichkeit nimmt natürlich mit wachsendem Dosendurchmesser ab, dasselbe gilt aber auch für den Meßweg. Zwischen der berechneten und der beobachteten Eichkurve besteht eine Abweichung, die von der Kapillarität herrührt.

BERNDT.

**H. Schulz.** Meßmaschinen und ihre Bedeutung für den modernen Betrieb. Präzision 2, 104—107, 1923, Nr. 9. Es werden kurz die Meßmaschinen von Reinecker und Maßindustrie Werdau beschrieben, die beide als Druckindikator eine Meßdose haben. Sautter und Messner verwenden bei ihrer Konstruktion den mikroskopischen Fühlhebel nach Göpel. Für Längen bis 1 m findet man an dem Support des Schraubenmikrometers noch ein Mikroskop zur Beobachtung eines Strichmaßstabes. Ähnlich sind Meßmaschinen bis 12 m Länge ausgebildet. Besonders wird darauf hingewiesen, daß die Ablesegenauigkeit nicht die Meßgenauigkeit darstellt.

BERNDT.

**Georges Guadet.** La normalisation des dimensions. Rev. d'Optique 1, 246—249, 1922, Nr. 5. Der Unterausschuß des französischen Normenausschusses schlägt eine Normalzahlenreihe vor, die nach folgenden Grundsätzen entwickelt ist: die Abstände sollen proportional den Abmessungen sein, woraus ein logarithmisches Gesetz folgt; ferner sollen die durch Multiplikation mit 10 sich ergebenden Zahlen vorkommen, um ohne weiteres von einer Einheit zu einer anderen übergehen zu können. Damit ergibt sich der Faktor zu  $\sqrt[10]{10}$  für die Hauptreihe, während für die Nebenreihen  $\sqrt[20]{10}$  und  $\sqrt[40]{10}$  vorgeschlagen wird. Zwischen 10 und 100 folgt nachstehende Zahlenreihe, wobei die Hauptreihe durch fette Ziffern gekennzeichnet ist:

10	10,6	11,2	11,8	<b>12,5</b>	13,2	14	15	<b>16</b>	17	18	19
<b>20</b>	21,2	22,4	23,6	<b>25</b>	26,5	28	30	<b>32</b>	34	36	38
<b>40</b>	42,5	45	47,5	<b>50</b>	53	56	59,5	<b>63</b>	67	71	75,5
<b>90</b>	85	90	95	<b>100</b>							

Wenn auch das logarithmische Gesetz prinzipiell richtig ist, so kann man es auf Halbzeug doch nicht durchweg anwenden.  $\sqrt[10]{10}$  ist zwar nahezu gleich  $\sqrt[3]{2}$ , man braucht aber nicht so sehr den Faktor 10, wie vielmehr 2 und unter Umständen auch den Faktor 3, ferner ist  $\sqrt[3]{2}$  viel notwendiger als  $\sqrt[10]{10}$  (so z. B. bei den Papierformaten). Man muß mehr darauf sehen, daß die Zahlen selbst möglichst einfach werden als ihre Logarithmen.

BERNDT.

## 2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

**Adolf Smekal.** Technische Festigkeit und molekulare Festigkeit. Naturwissensch. 10, 799—804, 1922, Nr. 37. [S. 794.]

**Adolf Smekal.** Festigkeit und Molekularkräfte. ZS. d. Österr. Ing.- u. Arch.-Ver. 74, 217—220, 1922, Nr. 50/52. [S. 794.]

SMEKAL.

**J. Haag.** Sur la constance de l'homogénéité du fluide représentatif des différents états possibles d'une masse gazeuse. C. R. 175, 1136—1139, 1922,



Nr. 23. Ein Gas bestehe aus  $N$  kugelförmigen, vollkommen elastischen Molekülen. Um die Wahrscheinlichkeit seiner verschiedenen Zustände zu erforschen, stellt es Verf. durch einen Punkt, als  $6N$  dimensionalen Raum, dar. Seine Koordinaten sind die Koordinaten der  $N$  Moleküle und die Komponenten ihrer Geschwindigkeiten. Man denkt sich dann ein fiktives Fluidum gleichmäßig in diesem Hyperraum verbreitet. Es ist zu beweisen, daß dieses unendlich homogen bleibt. Verf. gibt eine analytische Beweisführung, in welche er einerseits den gegenseitigen Zusammenstoß zweier Moleküle und den Anprall eines Moleküls an die Gefäßwand betrachtet, andererseits ganz allgemein die Reflexion eines Fluidums in einem Hyperraum. RONA.

**Oliver Lodge.** On the Supposed Weight and Ultimate Fate of Radiation. Phil. Mag. (6) 41, 549—557, 1921, Nr. 244. Hypothetische Betrachtungen über Folgerungen aus der Annahme, daß Strahlung der Gravitation unterworfen ist, also Gewicht hat. GERLACH.

**N. Ernest Dorsey.** Radiation a form of matter: unproven. Science 57, 327—328, 1923, Nr. 1472. Verf. bezieht sich auf eine Notiz von Compton (diese Ber. S. 379). Er macht ihm den Vorwurf, zwischen „Beweis“ und „Definition“ nicht unterschieden zu haben. Es handelt sich hauptsächlich um Fragen der Logik. Verf. ist der Ansicht, daß solch allgemeine Betrachtungen wie die von Compton die Begriffsverwirrung vor allem in Laienkreisen noch zu vergrößern geeignet sind, und daß „mancher über die Relativität geschriebene Unsinn“ auf solche Betrachtungen zurückzuführen ist. GERLACH.

**Paul S. Epstein.** Problems of quantum theory in the light of the theory of perturbations. Phys. Rev. (2) 19, 578—608, 1922, Nr. 6. Englische Übersetzung der bereits referierten Arbeiten „Die Störungsrechnung im Dienste der Quantentheorie I. und II. Teil“, ZS. f. Phys. 8, 211—228, 305—320, 1922; vgl. diese Ber. 3, 1108—1110, 1922. A. SMEKAL.

**Paul S. Epstein.** The evaluation of quantum integrals. Proc. Nat. Acad. Amer. 8, 166—167, 1922, Nr. 7. Weist die Behauptung von E. C. Kemble (diese Ber. 3, 1108, 1922) zurück, daß die beiden von ihm kritisierten Methoden zur Entwicklung der Quantenintegrale unbrauchbar wären (vgl. auch Sommerfeld, diese Ber. 3, 1117, 1922). Die von Kemble vorgeschlagene Methode möge für die Zwecke numerischer Rechnungen brauchbar sein, stehe den früheren jedoch an Einfachheit und mathematischer Eleganz nach. A. SMEKAL.

**C. G. Darwin.** A quantum theory of optical dispersion. Proc. Nat. Acad. Amer. 9, 25—30, 1923, Nr. 1. Einleitend gibt der Verf. der Überzeugung Ausdruck, daß in Anbetracht des Versagens der klassischen Dynamik im Atom dem Energiesatz in der Quantentheorie fernerhin keine exakte, sondern nur statistische Gültigkeit zugeschrieben werden brauche, und meint, daß eine derartige Anschauung Aussichten auf eine befriedigende Quantentheorie der Dispersion zu eröffnen imstande sei. Er nimmt an, daß außerhalb der Bohrschen Atome die Wellentheorie zu Recht besteht; im Äther allein gelte das Energieprinzip exakt, während dessen Wechselwirkung mit der Materie hingegen nicht mehr. Wenn eine Welle ein Atom überstreicht, so existiere eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine Wechselwirkung überhaupt stattfindet, deren Ergebnis dann eine Kugelwelle einfachster Beschaffenheit sein soll: bedeutet  $x$  die Richtung der Symmetrieachse der Kugelwelle, ähnlich wie bei einem Hertzschen Oszillator in der klassischen Theorie, so sei der Lichtvektor (d. i. in

der elektromagnetischen Terminologie die elektrische Kraft) an der Stelle  $x, y, z$  in großer Entfernung von dem Atom durch die Komponenten

$$E_x = -\frac{r^2 - x^2}{r^3} f(t - r/c), \quad E_y = -\frac{x \cdot y}{r^3} f(t - r/c), \quad E_z = -\frac{x \cdot z}{r^3} f(t - r/c) \quad (1)$$

gegeben. — Da die wesentlichen Züge der Theorie bereits bei der Betrachtung polarisierter Wellen zur Geltung kommen, beschränkt sich der Verf. auf diesen Fall und setzt für die einfallende Welle nur  $E_x$  als von Null verschieden voraus. Nimmt man die erwähnte Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung während der Zeit  $dt$  mit

$A_n \left( \frac{\partial E_x}{\partial t} \right) dt$  an, so kann  $f$  in (1) leicht so gewählt werden, daß man zu den üblichen Dispersionsformeln kommt. Darwin setzt  $f = a_n e^{-\lambda_n t} \cos k_n t$ , wo  $A_n, a_n, \lambda_n$  (sehr klein) und  $k_n$  nur vom  $n$ -ten Quantenzustande des Atoms abhängige (also von  $E_x$

unabhängige) Konstanten bedeuten;  $\frac{\partial E_x}{\partial t}$  soll ferner zugleich mit  $f$  das Vorzeichen wechseln. Wenn die einfallende Welle parallel zu  $x$  polarisiert ist und gegen  $z$  fortschreitet, so sei  $E_x = H_y = F \cos p(t - z/c)$ . Trifft sie auf  $N$  im Ursprung befindliche Atome auf, so werden davon  $N \cdot A_n (-Fp \sin pt) \cdot dt$  während  $dt$  zur Aussendung einer Welle (1) angeregt. Die  $x$ -Komponente von allen den Aufpunkt  $x, y, z$  zur Zeit  $t - r/c$  kreuzenden Sekundärwellen ist daher

$$E_x = \sum_n -N \cdot A_n F p \left( -\frac{r^2 - x^2}{r^3} \right) \int_0^\infty \sin p(t - s) ds \cdot a_n e^{-\lambda_n s} \cos k_n s$$

$$= N \sum_n A_n a_n \frac{r^2 - x^2}{r^3} F \frac{p^3}{k_n^2 - p^2} \cos pt \dots \dots \dots (2)$$

wenn  $\lambda_n$  klein ist. Die Mittelbildung hat also bewirkt, daß die resultierende Sekundärwelle monochromatisch und von der gleichen Schwingungsfrequenz wird, wie die einfallende Welle. Für die von  $N_n$  Atomen mit der Eigenfrequenz  $k_n$  zerstreute Welle gibt die klassische Elektrodynamik den gleichen Ausdruck für  $E_x$  wie jedes Summenglied von (2), wenn man  $N_n e^2/mc^2 = N \cdot A_n a_n$  setzt ( $e$  Elektronenladung,  $m$  Elektronenmasse,  $c$  Lichtgeschwindigkeit). Man schließt daraus unmittelbar auf die Lorentzsche Dispersionsformel:

$$\frac{3(\mu^2 - 1)}{\mu^2 + 2} = \sum_n \frac{4\pi N \cdot A_n a_n \cdot c^2}{k_n^2 - p^2}$$

Da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit proportional  $\frac{\partial E_x}{\partial t}$  gewählt worden ist, ergeben superponierte einfallende Wellen additive Beiträge zu  $E_x$  in (2); die Atome wirken daher bezüglich einer beliebigen einfallenden Welle wie harmonische Analytoren, in allen Fällen verschwinden jedoch die charakteristischen Quantenfrequenzen  $k_n$ , mit denen die Atome die Sekundärwellen emittieren, durch die Mittelbildungen. — Die Theorie bietet in dieser vom Verf. selbst als „very incomplete“ bezeichneten, vorläufigen Form mannigfache, zum Teil ernste Schwierigkeiten. Vor allem gibt sie einstweilen nicht das Energiegleichgewicht zwischen Strahlung und Materie wieder, das zur Ableitung der Gesetze der schwarzen Strahlung notwendig ist. Unbeantwortbar bleibt ferner die Frage, ob das von der äußeren Welle getroffene Atom dadurch in einen höheren Quantenzustand übergeführt wird oder nicht; beide Möglichkeiten ergeben einen entschiedenen Widerspruch zum Energieprinzip, führen aber auch zu Schwierigkeiten anderer Natur. Der Verf. geht auf diese und einige andere Punkte ein, kommt jedoch zu keinem abschließenden Ergebnisse; bezüglich der Einzelheiten dieser Diskussion muß auf seine Ausführungen selbst verwiesen werden. A. SMEKAL.

**V. Trkal.** Über eine allgemeine Bedingung zur Quantelung bedingt periodischer Bewegungen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **3**, 48—49, 1922, Nr. 2. Auszug aus einer ähnlich betitelten, bereits referierten Arbeit (Proc. Cambr. Phil. Soc. **21** 80—90, 1922; vgl. diese Ber. **3**, 1107, 1922).

A. SMEKAL.

**A. Landé.** Fortschritte der Quantentheorie. XI und 91 S. Dresden und Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1922 (Wissensch. Forschungsber. Naturw. Reihe, herausgegeben von Raphael Ed. Liesegang, Bd. 5). Inhalt: I. Allgemeine Quantelungsmethoden. II. Das Wasserstoffatom nach der Separationsmethode. III. Systeme mit mehreren Elektronen. IV. Das Korrespondenzprinzip. V. Die Bandenspektren. VI. Störung durch äußere Felder. VII. Chemische Konstante der Gase. VIII. Bohrs „Quantentheorie der Linienspektren“, I. und II. Teil. Der Verf. behandelt in sehr knapper, aber vollständig klarer Form die mathematische Deduktion der Hauptresultate der oben angegebenen Anwendungen der Quantentheorie. Der Hauptzweck des Buches war aber, den I. und II. Teil der genannten Bohrschen Arbeiten in deutscher Sprache zu referieren, die damals nur in der in den Kopenhagener Akademieberichte 1918 erschienenen englischen Ausgabe vorlagen (vgl. diese Ber. **2**, 1191—1193, 1921). Da die Bohrschen Arbeiten inzwischen zusammen mit dem III. Teile in einer von P. Hertz besorgten deutschen Übersetzung (Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1923) vollständig vorliegen, ist dieser Zweck des Buches nunmehr hinfällig geworden. Trotzdem wird es aber auch weiterhin vielen, die bereits einige Vertrautheit mit dem Gegenstande gewonnen haben, von großem Nutzen sein können und eine rasche Orientierung über die neuere einschlägige Literatur ermöglichen.

A. SMEKAL.

**N. Bohr.** Über die Quantentheorie der Linienspektren. Übersetzt von P. Hertz. Mit einem Vorwort des Verfassers. VI u. 168 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1923. Das Buch enthält die deutsche Übersetzung der zwei unter dem Titel „On the quantum theory of line-spectra“, Part I und Part II, 1918 in den Kopenhagener Akademieberichten in englischer Sprache erschienenen, berühmten Arbeiten Bohrs, vermehrt um einen dritten Teil, der am gleichen Orte erst 1922 erschien, nachdem er schon viel früher abgeschlossen vorgelegen war. Inhalt: I. Über die allgemeine Theorie. § 1. Allgemeine Prinzipien; § 2. Systeme von einem Freiheitsgrad; § 3. Bedingt periodische Systeme. II. Über das Wasserstoffspektrum. § 1. Die einfache Theorie des Serienspektrums des Wasserstoffs; § 2. Die stationären Zustände eines gestörten periodischen Systems; § 3. Die Feinstruktur der Wasserstofflinien; § 4. Die Wirkung eines äußeren elektrischen Feldes auf die Wasserstofflinien; § 5. Die Wirkung eines magnetischen Feldes auf das Wasserstoffspektrum; § 6. Das kontinuierliche Wasserstoffspektrum. III. Über die Spektren der Elemente von höherer Atomnummer. § 1. Allgemeine Betrachtungen über den Bau der Serienspektren; § 2. Nähere Betrachtung der Serienspektren einzelner Elemente; § 3. Die Wirkung elektrischer Felder auf Serienspektren; § 4. Die Wirkung magnetischer Felder auf Serienspektren. Nachtrag zum dritten Teil. — Wie Bohr einleitend hervorhebt, war der ursprüngliche Plan der Arbeit gewesen, in vier Teilen die Anwendungen der Quantentheorie auf die Fragen des Atombaues von möglichst einheitlichen Gesichtspunkten aus zu behandeln. Die im Anschluß namentlich an den dritten Teil entstandenen Betrachtungen über die Stabilität von Atomen mit mehreren Elektronen haben Bohr aber zu der Erkenntnis geführt, daß die im ersten Teile verwendeten Grundlagen nur verhältnismäßig begrenzte Anwendungsmöglichkeiten ergeben. Er hat darum in seinem bekannten Atombau-Vortrage (diese Ber. **3**, 1134, 1922) seine



neueren Ergebnisse zusammengestellt und mit einer in der ZS. f. Phys. 13, 117—175, 1923 erschienenen Arbeit eine neue Reihe von Veröffentlichungen begonnen, welche Einzelausführungen hierzu bringen sollen. Teil I und II, über die bereits eingehend berichtet worden ist (vgl. diese Ber. 2, 1191—1193, 1921), sind durch diese neueren Untersuchungen Bohrs also ebenso überholt, wie der eben erst erschienene Teil III, doch gewährt letzterer gerade darum einen sehr lehrreichen Einblick in die Tragweite der älteren Theorie. Nach allgemeinen Erörterungen über die quantentheoretische Bedeutung der Serienformeln in § 1 desselben werden in § 2 die Serienspektren des Heliums, Lithiums und Berylliums besprochen, ohne daß spezielle theoretische Ansätze hierbei zur Verwendung gelangen. Ähnlich verfährt Bohr in § 3 und 4 hinsichtlich der Einwirkung elektrischer und magnetischer Felder auf die Spektren. Ein Nachtrag zum dritten Teil berücksichtigt die seit 1918 erschienenen neueren Arbeiten von Sommerfeld, Kossel, Roschdestwensky und Schrödinger über die Serienspektren im allgemeinen, die Arbeiten von Landé und Kramers über das Heliumspektrum, jene von Sommerfeld und Landé über die Notwendigkeit einer dritten Quantenzahl zur Erklärung der Komplexstruktur der Serienlinien; er geht ferner auf die neuere experimentelle Literatur zum Starkeffekt, sowie die diesbezüglichen theoretischen Untersuchungen von Kramers und Becker ein, endlich auf die Arbeiten von Landé, Sommerfeld und Heisenberg zur Theorie des anomalen Zeemaneffektes.

A. SMEKAL.

**N. Bohr.** On the quantum theory of line-spectra. Part III. Danske Vidensk. Selsk. Skr. 8, 101—118, 1922. Siehe vorstehendes Referat nach der deutschen Übersetzung von P. Hertz.

A. SMEKAL.

**H. A. Kramers.** Atomteoriens Udvikling i de senere Aar. Fysisk Tidsskr. 20, 1—25, 69—88, 1922, Nr. 1/2, 3. Wiedergabe zweier in Kopenhagen am 2. und 16. November 1921 gehaltenen populärer Vorträge über die neuere Entwicklung der Atomtheorie. Im ersten Vortrage behandelt der Verf. das Rutherford'sche Atommodell, die Bohrsche und Sommerfeld'sche Theorie der Balmerreihe, das He-Spektrum und den Starkeffekt, im zweiten Vortrage die Serienspektren im allgemeinen, die Francksche Elektronenstoßmethode, die charakteristische Röntgenstrahlung der Atome, die Bandenspektren, den lichtelektrischen Effekt, endlich die neue Bohrsche Theorie der Elektronenanordnung in den Atomen.

A. SMEKAL.

**Max Planck.** Die Entstehung und bisherige Entwicklung der Quantentheorie. Nobelvortrag, gehalten vor der Königlich Schwedischen Akademie der Wissenschaften zu Stockholm am 2. Juni 1920. Les prix Nobel en 1919—1920, 14 S., 1922. Plancks Nobelvortrag schildert in sehr lebendiger Weise den Weg bis zu seiner zunächst empirisch aufgefundenen Strahlungsgleichung. Die theoretische Begründung seines Strahlungsgesetzes suchte Planck von Anfang an mittels des von Boltzmann entdeckten Zusammenhanges zwischen Entropie und Wahrscheinlichkeit zu erbringen, und es ist von hohem Interesse, hier von Boltzmanns zustimmenden Äußerungen zu hören, oder von der Sonderbarkeit der Benennung jener von Planck eingeführten Konstante, die oft als Boltzmannsche Konstante bezeichnet wird, obgleich Boltzmann selbst sich ihrer niemals bedient hat. Planck schildert weiter, wie das nach ihm benannte Wirkungsquantum allmählich und immer erfolgreicher in die Molekularphysik Eingang gefunden hat und nun seinerseits zur Offensive gegen die klassischen Theorien übergegangen ist. Er schließt mit der einstweilen unbeantwortbaren Frage nach der Natur des Vorganges der Lichtausbreitung und der Bedeutung ihrer Beantwortung für die künftige Entwicklung der physikalischen Erkenntnis. — (Ein Sonder-

abdruck dieses Vortrages erschien bereits 1920 im Verlage von Johann Ambrosius Barth in Leipzig und enthält überdies noch einige Anmerkungen und Literaturzitate; vgl. diese Ber. 2, 79, 1921.)

A. SMEKAL.

**Jacob Kunz.** A derivation of Planck's law of radiation by means of the adiabatic theorem. Phys. Rev. (2) 21, 198, 1923, Nr. 2. [S. 843.]

GERLACH.

**J. Stark.** Änderungen der Struktur und des Spektrums chemischer Atome. Nobelvortrag, gehalten vor der Königlich Schwedischen Akademie der Wissenschaften zu Stockholm am 3. Juni 1920. Les prix Nobel en 1919—1920, 10 S., 1922. [S. 832.]

A. SMEKAL.

**A. Dauvillier.** Analyse de la structure atomique. C. R. 173, 1077—1079, 1921, Nr. 22. [S. 800.]

A. SMEKAL.

**Satyendra Ray.** Some Significant Relations in the Quantum Theory of Spectra. Nature 110, 215—216, 1922, Nr. 2754. Der Verf. hebt hervor, daß zufolge der Bohrschen [nichtrelativistischen (!)] Theorie des Wasserstoffatoms das Produkt aus der Grenzfrequenz jeder einzelnen Serie und dem Radius der zugehörigen Grundbahn gleich einer universellen Konstante ist. Berechnet man die mittlere kinetische Energie eines schwingenden Massenpunktes, dessen Amplitude jenem Radius, dessen Frequenz jener Grenzfrequenz entspricht, so ist sie für alle Grenzfrequenzen des Atoms gemeinsam und dem Quadrate jener universellen Größe proportional. Eine zweite Bemerkung des Verf. bezieht sich auf Annahmen über den zeitlichen Verlauf der Lichtemission, die von Baly (Trans. Faraday Soc. 17, Nr. 3, Mai 1922) herrühren.

A. SMEKAL.

**W. E. Curtis.** Half Quanta. Nature 109, 713, 1922, Nr. 2744. Während die Quantentheorie in ihrer üblichen Form verlangt, daß das Drehimpulsmoment eines rotierenden Moleküls ein ganzzahliges Vielfaches ( $m$ ) von  $h/2$  betrage, weist der Verf. darauf hin, daß die ultraroten Spektren der Halogenwasserstoffe, sowie auch das von ihm gemessene He-Bandenspektrum befriedigender mittels  $(m + \frac{1}{2})$ -facher Vielfachen von  $h/2$  dargestellt werden können; er bespricht die sich daraus ergebenden Eigentümlichkeiten der Strahlungseigenschaften von Molekülen, die sowohl ganzzahlige als „halbzahlige“ Bandenserien besitzen und regt zur theoretischen Deutung dieses Sachverhaltes an. (Diese ist bereits zur Zeit der Curtisschen Mitteilung namentlich durch die Arbeiten von A. Kratzer im Sinne der ganzzahligen Vielfachen der Quantentheorie erbracht gewesen. D. Ref.)

A. SMEKAL.

**S. Datta.** An Exception to the Principle of Selection in Spectra. Nature 110, 39, 1922, Nr. 2749. P. D. Foote, F. L. Mohler und W. F. Meggers (vgl. diese Ber. 3, 1078, 1105, 1922) hatten gefunden, daß die vom Auswahlprinzip „verbotene“ Linie  $1s-3d$  des Kaliums auch in einem von einem äußeren elektrischen Felde praktisch freien Raume kräftig zur Emission gebracht werden könne, und dies als Durchbrechung des Auswahlprinzips gedeutet. In seiner Antwort hierauf erklärte Bohr (diese Ber. 3, 1106, 1922), in Übereinstimmung mit einer bereits geäußerten Vermutung der genannten Verff., das Erscheinen dieser Linien durch den von in der Umgebung der leuchtenden Atome von Ionen und freien Elektronen verursachten Starkeffekt. Datta ist es nun gelungen, die Linien  $1s-2d$  und  $1s-3d$  des Kaliums auch in Absorption zu beobachten, also unter Umständen, die das Vorkommen zahlreicher Ionen und freier Elektronen praktisch völlig ausschließen. Er hält daher die von Bohr angegebene Erklärung nicht für ausreichend. (Vermutlich war der zu



in Absorptionsversuchen verwendete K-Dampf ziemlich dicht, so daß in diesem Falle bei den Alkali-Elementen an sich schon recht beträchtlichen elektrischen Kräfte der neutralen Nachbaratome ausgereicht haben mögen, um den Starkeffekt hervorzuufen. D. Ref.)

A. SMEKAL.

**Adwik Silberstein.** On the spectrum of neutral helium. *Astrophys. Journ.* 119—131, 1922, Nr. 2. [S. 832.]

**Adwik Silberstein.** Some Spectrum Lines of Neutral Helium derived theoretically. *Nature* 110, 247—249, 1922, Nr. 2755. [S. 833.]

**F. M. Hicks.** Spectrum Lines of Neutral Helium. *Nature* 110, 309, 1922, Nr. 2757. [S. 833.]

**V. Raman.** The Spectrum of Neutral Helium. *Nature* 110, 700—701, 1922, Nr. 2769. [S. 833.]

**Adwik Silberstein.** The Spectrum of Neutral Helium. *Nature* 111, 46—47, 1923, Nr. 2776. [S. 834.]

**F. M. Hicks.** The Spectrum of Neutral Helium. *Nature* 111, 146, 1923, Nr. 2779. [S. 834.]

A. SMEKAL.

**Wassmuth.** Grundlagen und Anwendungen der statistischen Mechanik. 2. Auflage. Mit vier Abbildungen, VI und 116 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1922 (Sammlung Vieweg, Heft 25). Daß das kleine Büchlein bereits in einer Neuauflage erscheinen muß, beweist seine Brauchbarkeit und seinen Nutzen namentlich für den Studierenden mehr als jede andere Art von Empfehlung. Es ist kein eigentliches Lehrbuch und gewiß weit davon entfernt, eine systematische Entwicklung der statistischen Mechanik zu bieten, namentlich was deren modernere Entwicklung zur Quantenstatistik anbetrifft. In ziemlich zwangloser Reihenfolge werden die wichtigsten rechnerischen Ergebnisse der Gibbsschen statistischen Mechanik vom Verf. entwickelt, wobei das Hauptgewicht auf eine anschauliche, jede Rechnung wirklich vollständig durchführende, von zahlreichen Beispielen belebte Darstellung gelegt wird. Sie mag daher vor allem dem Anfänger nützlich werden, der mit den Gibbsschen Formeln rechnen lernen will, ohne zugleich mit den schwierigen prinzipiellen Fragen der Theorie belastet zu sein. — Gegenüber der Auflage von 1915 weist das Büchlein zahlreiche Verbesserungen auf. Neu eingeführt oder vollständig geändert sind die Kapitel: Die mikrokanonische Verteilung, Scharmittelwert und Virialsatz bei der mikrokanonischen Verteilung. Die kanonische Verteilung. Zeitmittel und Scharmittel. Verallgemeinerte Ableitung des Virialsatzes nach Smekal. Auftreten der kanonischen Zustandsgleichung. Mikrokanonische und kanonische Verteilung. Das dritte Gibbssche Analogon der Entropie. Äquivalenz der verschiedenen Entropieansätze. Die Maxwell-Boltzmannsche Verteilung. Elemente der Quantentheorie. Stefans Gesetz für die Wärmestrahlung. Spezifische Wärme fester, einatomiger Körper. Anwendung der Statistik auf chemische Gleichgewichtsfragen. Chemische Konstante. Ebenso weist der der Begründung einiger Integralformeln gewidmete Anhang eine Vermehrung um die Ableitung der Hamiltonschen Gleichungen auf; ferner ist das Literaturverzeichnis am Schlusse des Büchleins auf die neuere Literatur ausgedehnt worden.

A. SMEKAL.

### 3. Mechanik.

**Adolf Smekal.** Technische Festigkeit und molekulare Festigkeit. Naturwissensch. 10, 799—804, 1922, Nr. 37.

**Adolf Smekal.** Festigkeit und Molekularkräfte. ZS. d. Österr. Ing.- u. Arch.-Ver. 74, 217—220, 1922, Nr. 50/52, Dezember. In den beiden inhaltlich fast vollständig miteinander übereinstimmenden Aufsätzen wird einleitend der bisherige Stand der theoretischen Festigkeitslehre gekennzeichnet, welche auf Grund von „Bruchhypothesen“ empirisch die Festigkeit beliebigen Materials meist unabhängig von den geometrischen Abmessungen der Probekörper zu kennzeichnen sucht. Daß eine Vorausberechnung der unteren Elastizitätsgrenze, bzw. der Bruchgrenze ideal spröder Körper unter Heranziehung der Oberflächenspannung möglich ist, habe zuerst E. Lohr erkannt, aber erst A. A. Griffith (Phil. Trans. Roy. Soc. London (A) 221, 163—198, 1920) durchzuführen versucht, in einem speziellen Falle unabhängig von den Vorgenannten auch M. Polanyi (ZS. f. Phys. 7, 323—327, 1921; diese Ber. 3, 830, 1922). Die nicht ganz einwandfreie Griffithsche Theorie wird in korrekter Form zunächst allgemein behandelt; aus dem Minimalprinzip der potentiellen Energie folgt, daß an der unteren Elastizitätsgrenze die Änderung der Spannungsenergie bei weiterer Anspannung gerade gleich jenem Energiebetrage wird, welcher zur Schaffung der Oberflächenenergie eines im Entstehen begriffenen Risses benötigt wird. Diese allgemeine Bedingung wird nun auf das von Griffith behandelte Beispiel einer unendlich ausgedehnten, dünnen, z. B. einem allseitig gleichen Zug ausgesetzten Platte angewendet, welche ein langgestrecktes elliptisches Loch (Spalt) von der Länge  $L$  besitzt. Eine Dimensionsüberlegung ergibt, daß die Spannungsenergie aus zwei Gliedern besteht, welche dem Quadrate der Spannung  $S$  proportional sind, von denen aber nur eines von  $L$  abhängig, nämlich proportional  $L^3$  und negativ ist. (Dieser Sachverhalt geht aus dem erstangeführten Aufsatz wegen eines an dieser Stelle befindlichen Satzversehens bedauerlicherweise nicht klar hervor.) Wenn anderseits  $\sigma$  die Oberflächenspannung des Plattenmaterials bedeutet, so beträgt die Oberflächenenergie des Spaltes pro Einheitsdicke  $2\sigma \cdot L$ . Obige allgemeine Bedingung ergibt nun, auf den Effekt eines Aufreißens des Spaltes um  $dL$  angewendet, für die Bruchspannung  $S$  die Beziehung  $S \cdot \sqrt{L} = \text{const}$ , die sich an den von Griffith an Glas ausgeführten Versuchen qualitativ und quantitativ ausgezeichnet bewährt hat. — Setzt man in obiger Beziehung die normale oder „technische“ Festigkeit des Glases ein, so sollte man erwarten, daraus für  $L$  einen Wert von molekularer Größenordnung zu erhalten. Dies trifft indessen nicht zu: erst für etwa hundertmal größere Spannungen  $S$  wird die „molekulare“ Festigkeit erreicht, welche Größenordnung auf verschiedenen anderen, sowohl theoretischen als experimentellen Wegen bestätigt und damit sichergestellt werden konnte. — Die „technische“ Festigkeit ist trotz ihrer großen praktischen Bedeutung also keine physikalische Materialkonstante. Ihre Abhängigkeit von den Dimensionen der beanspruchten Körper wird am einfachsten an dem von Polanyi (l. c.) behandelten Beispiele des Zerreißen eines fehlerlosen, einheitlichen Kristalles klar; sie nimmt bei Abnahme der Kristalldimension parallel zur Zugrichtung unter einem gewissen kritischen, noch makroskopischen Wert zu und nähert sich bei fortschreitender Verkleinerung des Kristalles der „molekularen“ Festigkeit. Der technisch festeste Körper ist daher nicht im fehlerfreien, sondern im ideal amorphen Körper zu suchen, wie auch zahlreiche Erfahrungstatsachen belegen. Die „molekulare“ Festigkeit ist für makroskopische Körper prinzipiell unerreichbar, auch dann, wenn es gelänge, alle mikroskopischen und submikroskopischen Risse und Inhomogenitäten des Materials zu vermeiden. A. SMEKAL.

**Junzô Okubo.** Some Experiments on Impacts. Science Rep. Tôhoku Univ. 11, 455—461, 1922, Nr. 6. Die Untersuchung erfolgte im wesentlichen mit der Anordnung von Raman (Phys. Rev. 12, 442, 1918), bei welcher die Schattenbilder während des Stoßes auf einer bewegten photographischen Platte aufgenommen werden, auf der gleichzeitig Zeitmarken durch eine schwingende Stimmgabel aufgenommen werden. Bei zwei Kugeln aus gleichem Stoff und von gleicher Masse nimmt der Rückprallkoeffizient  $e$  mit wachsender Stoßgeschwindigkeit ab, und zwar jenseits eines Grenzwertes nach einem linearen Gesetz; dieser hängt von dem Stoff ab, bei kleinerem Grenzwert ist auch  $e$  kleiner. Die Kontaktzeit nimmt gleichfalls mit wachsender Anfangsgeschwindigkeit ab, sie stimmt nicht mit dem aus den Hertzschen Formeln folgenden Wert überein. Fallen verschiedene Kugeln auf einen Marmorblock oder eine Marmorkugel auf verschiedene Blöcke, so hat  $e$  in beiden Fällen denselben Wert. Im Falle einer Kugel und eines festen Blocks hängt das Eindringvolumen von dem Volumen der Kugel und ihrer Anfangsgeschwindigkeit ab. Es ist proportional der kinetischen Energie unmittelbar vor dem Stoß. Die Arbeit zur Hervorbringung eines bestimmten Eindrucks ist proportional der Skleroskophärte. Im allgemeinen ist bei Stoffen mit größerem  $e$  die Berührungszeit kürzer. Bei Gummi ist sie aber trotz gleicher Werte von  $e$  größer als bei Fe oder Cu. Nach Moreau ist die Brinellhärte des Materials  $B_0 = 4 \cdot m / (\pi \cdot D \cdot \tau_1^2)$ , wo  $m$  die Masse,  $D$  der Durchmesser der Kugel und  $\tau_1$  die Eindringungszeit bedeutet. Dann ergibt sich die wirkliche Härte  $B$  aus  $1/B = 1/B_0 + 1/B'$  ( $B'$  die Brinellhärte der Kugel). Die danach berechneten Werte von  $B$  stimmen einigermaßen mit den beobachteten Brinellhärten überein. BERNDT.

**T. B. Abell.** The behaviour of stiffened thin plating under water pressure. Engineering 115, 445—448, 1923, Nr. 2988. Um das Verhalten einer versteiften Schiffsplatte unter Wasserdruck zu untersuchen, wurden zwei Platten von  $8 \times 2'$  und  $0,40''$  Dicke durch einen  $6''$  hohen Gußeisenrahmen mit ebenen Flächen getrennt, darauf längs des Umfanges  $\frac{3}{4}''$  dicke Kupferplatten gelegt und das Ganze durch zwei Reihen von Bolzen verbunden. Die Versteifungsrippen wurden an der inneren Seite der Platten angebracht. Der Druck wurde durch Wasser erzeugt, das durch eine Handpumpe in ein Standrohr von  $70'$  gebracht wurde, und durch ein mit Quecksilber gefülltes U-Rohr gemessen. In eine der Längsschienen aus Kupfer wurden zwei V-Nuten eingearbeitet, in diesen wurde eine kräftige eiserne Brücke durch zwei konische Füße geführt, während sie mit einem dritten, abgerundeten auf der gegenüberliegenden Kupferplatte aufruhte. Ähnlich ließ sich auf der Brücke ein Schlitten verschieben, der die Meßuhr trug, deren Zeiger noch mit einem Nonius ausgerüstet war, so daß man  $33.10^{-6}''$  schätzen konnte. Die Durchbiegungen wurden hier an einer Reihe von Punkten beobachtet. Bei  $55'$  Wassersäule trat noch keine bleibende Durchbiegung auf. Die Beobachtungen wurden in Kurven für die beiden zu den Kanten parallelen Richtungen aufgetragen und daraus rechnerisch die Differentialquotienten ermittelt, um die Spannungen zu berechnen. Bei einer mittleren Versteifungsrippe trat das Minimum in ihrer Mitte, das Maximum an ihren Enden, fast genau über einer ihrer Hauptträgheitsachsen auf. Die Hauptspannungen lagen an den Enden in ihrer Ebene, in der Mitte senkrecht dazu. An den Ecken war die größte Spannung bei  $25'$  Wassersäule etwa  $4\frac{1}{3}$  t/Quadratzoll (ohne die Verstärkungsrippe würde sie  $7\frac{1}{2}$  t betragen haben). Bei drei Rippen betrug die größte Ausbiegung in der Mitte eines Plattenteils zwischen der mittleren und einer äußeren Rippe fast die Summe der Durchbiegungen der Rippen; die der seitlichen Rippe war nur wenig kleiner als die der mittleren. Die Ergebnisse sind nur als vorläufige zu betrachten. BERNDT.



5000 kg Hardness Tester with Accessories. Amer. Mach. 58, 69E—70E, 1923, Nr. 11. Als Druckmesser dient bei der Brinellpresse das bei den Amslerschen Konstruktionen gebräuchliche Pendel, und zwar hier für Höchstlasten von 5000, 2500, 1000 und 500 kg. Eine zweite Zeigervorrichtung gibt die Tiefe des Kugel- oder Kegeleindrucks auf  $\frac{1}{100}$  mm. Im übrigen arbeitet der Apparat nach dem Prinzip der hydraulischen Presse. Statt der Kugel kann auch eine Druckplatte von  $2\frac{1}{4}$  Durchmesser angesetzt werden, so daß auch Druckversuche mit der Presse ausgeführt werden können. Ferner lassen sich Vorrichtungen für Biege-, Scher- und Zerreißversuche anbauen (bei ersteren bis zu Stäben von 1 m). Die Hilfsstücke für die Zerreißversuche sind so ausgeführt, daß sich das eine innerhalb des anderen verschiebt und so die Druck- in eine Zugbewegung verwandelt wird. BERNDT.

L. H. Adams and E. D. Williamson. The relation between birefringence and stress in various types of glass. Journ. Washington Acad. 9, 609—625, 1919, Nr. 20. [S. 827.] SCHEEL.

H. Brunswig. Die Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Untersuchungen in Neubabelsberg. ZS. f. angew. Chem. 36, 255—257, 1923, Nr. 37/38. Die Zentralstelle wurde von einer Reihe von Firmen der Sprengstoff-, Pulver-, Munitions- und Waffenfabrikation in Neubabelsberg zur Vornahme wissenschaftlich-technischer Untersuchungen gegründet. Für Explosions- und ballistische Versuche größeren Maßstabes wurde ein größerer Platz bei Königswusterhausen gekauft. Die wissenschaftlichen Arbeiten sind in den Mitteilungen und in einer Reihe von Zeitschriften erschienen. Es seien davon genannt: Untersuchungen über Kugellager, Lagerkonstruktionen, hochwertige Aluminiumlegierungen (so entstand in Neubabelsberg das Duralumin), äußere und innere ballistische Fragen, der Blitzschutz explosionsgefährlicher Gebäude usw. Der Aufsatz beschäftigt sich fast ausschließlich mit den ausgeführten chemischen Arbeiten, wie Haltbarkeit von Nitrocellulose, Gefrierbarkeit von Nitroglycerinsprengstoffen, sauerstoffreiche Nitrokörper, Verfahren zur Gewinnung von Halogensauerstoffsalzen, Bedeutung des flüssigen Sauerstoffs, Abwehrmaßregeln gegen die Gefahren des Kohlenbergbaus usw. BERNDT.

Seiji Nakamura. On a Solenoscope. Japanese Journ. of Phys. 1, 21—27, 1922, Nr. 3/4. Verf. beschreibt ein von ihm zusammen mit S. Mikami ausgeführtes und nach dessen Tode noch verbessertes Instrument zur Besichtigung und photographischen Aufnahme beliebiger Teile der Seele von Gewehrläufen. Nachdem sie zunächst versucht hatten, mit Hilfe von Prismen das Bild einer beliebigen Stelle des Laufinneren dem am Ende des etwa 70 cm langen Tubus von 6 mm äußerem Durchmesser befindlichen Okular vorzulegen, wandten sie schließlich ein Mikroskopobjektiv von weniger Millimetern Brennweite an, welches ein Bild der Laufwandung, und zwar auch des dicht in der Blickrichtung des Beobachters hinter dem Objektiv liegenden Teiles nahezu in der Brennebene des Objektivs so entwirft, daß man diesen Teil unter einer der Normalen zur Seelenwand sehr angenäherten Strahlenrichtung, beispielsweise einer 3 mm vom Objektiv entfernten Punkt unter  $75^\circ$ , vom Okular der Vorrichtung aus betrachten kann. — Nach verschiedenen Methoden, das Bildchen in der Brennebene des Mikroskopobjektivs dem vergrößernden Okular am Ende des Tubus vorzulegen, die alle an dem Übelstand leiden, daß die einzelnen Punkte des Bildchens mit sehr und dazu verschieden engen Büscheln, also mit geringer und veränderlicher Helligkeit abgebildet werden, gelangen die Verff. zur Vermeidung dieses Übelstandes und gleichzeitig zur Erzielung der Bildaufrichtung zur Anwendung von fünf Linsen  $L, C, L', C', L''$

wobei  $C$  und  $C'$  als Kondensorlinsen wirken, so daß  $L$  und  $L'$  mit Bezug auf  $C$  und  $L'$  und  $L''$  mit Bezug auf  $C'$  einander konjugiert sind. Die Linsen  $C$  und  $C'$  sind hierbei ein wenig von den Stellen verschoben, wo die von den Linsen  $L$  bzw.  $L'$  entworfenen Bilder entstehen würden, um nicht Oberflächenfehler in den Kondensorlinsen in dem Bild der Seelenwandung zu erhalten. — Das Mikroskopobjektiv besteht aus zwei plankonvexen Linsen von 4 und 11 mm Brennweite, die fünf Linsen  $L$  bis  $L''$  sind doppelte verkittete Achromate von 68 mm Brennweite, das vergrößernde Okular von Zeiss, orthoskopisch, hat eine Brennweite von 18 mm. — Mit Hilfe einer geeignet angebrachten Glühlampe und eines in die Seele passenden Glaszylinders mit einer der Lampe gegenüberliegenden fein mattierte und einer polierten Fläche kann man das Bild unter Benutzung desselben Okulars und einer Kamera auch photographieren. — Zwei derartige Aufnahmen von einem neuen und einem mit mehreren tausend Schüssen beanspruchten korrodierten Lauf sind beigelegt. Das Instrument wird zum Studium des Fortschrittes der Erosionen mit wachsender Schußzahl empfohlen. BOLLÉ.

**Jakob J. Bikerman.** Elektrostatische Theorie anomaler Flüssigkeiten. ZS. f. phys. Chem. **104**, 55—73, 1923, Nr. 1/2. Die Abweichungen der Alkohole von den Regeln Eötvös' und van der Waals' lassen unter der Annahme normaler Molekulargewichte den Schluß zu, daß die Oberflächenspannung und der Dampfdruck anomal klein sind. Die beiden Anomalien können durch die Voraussetzung einer elektrischen Doppelschicht auf den Oberflächen der Alkohole erklärt werden. Auf Grund von Rechnungen wird gezeigt, daß die Doppelschichten Dicken von gewöhnlicher molekularer Größenordnung und Potentialsprünge haben, die mit den elektroosmotisch ermittelten Potentialdifferenzen übereinstimmen. Zwischen der Fähigkeit, sich bei der Berührung mit einem fremden Körper zu beladen, und der Anomalie besteht ein qualitativ verfolgter Zusammenhang. Die Anomalie steht in Beziehung zum Dipolbau der Moleküle; die Dipolverteilung spielt eine Rolle bei der Erzeugung der Doppelschichten. KAUFFMANN.

**Z. Carrière.** Turbine phonique. Ann. de phys. (9) **17**, 123—164, 1922, Jan./Febr. (Vgl. diese Ber. **3**, 936, 1922.)

**Felix M. Exner.** Zur physikalischen Auffassung der Gefällskurve von Flüssen. Wien. Ber. **131** [2a], 147—153, 1922, Nr. 2. Vgl. diese Ber. **3**, 814, 1922. :

**D. Mazzotto.** Fisica ed astronomia. L'Arduo (2) **2**, 257—277, 1922, Nr. 5/6. SCHEEL.

**Kyrille Popoff.** Sur l'intégration des équations de la Balistique dans des conditions générales de la résistance. C. R. **175**, 337—340, 1922, Nr. 7. Mit Bezug auf ein Koordinatensystem, dessen positive  $x$ -Achse in der Richtung der Anfangsgeschwindigkeit, dessen positive  $y$ -Achse vertikal nach unten gerichtet ist, lauten die Bewegungsgleichungen eines Punktes in einem widerstehenden Mittel:

$$\frac{dx'}{dt} = -x' f(v), \quad \frac{dy'}{dt} = g - y' f(v) \dots \dots \dots (1)$$

wobei über die Widerstandsfunktion  $\Phi(v) = v \cdot f(v)$  nur die Voraussetzung gemacht wird, daß sie eine positive mit wachsenden positiven Werten der Geschwindigkeit  $v$  wachsende Funktion sei, die für  $v = 0$  verschwindet, und daß  $f(v) = \frac{\Phi(v)}{v}$  nach positiven und ganzen Potenzen von  $v$  entwickelbar sei. — Ist dann  $\alpha$  der Winkel, den die Anfangsrichtung mit der Horizontalen bildet, so daß  $v^2 = x'^2 + y'^2 - 2x'y' \sin \alpha$

und kann man  $|\sin \alpha| < 1 - \varepsilon$  für einen bestimmten, wenn auch beliebig kleinen positiven Wert  $\varepsilon$  voraussetzen, dann bleiben  $x'$ ,  $y'$  positiv und endlich, der Abstand des Punktes  $(x', y')$  vom Anfangspunkt stets positiv und endlich und die Bahn hat eine vertikale Asymptote. — Unter diesen Bedingungen sind  $v$  und  $f(v)$  holomorphe Funktionen von  $x'$ ,  $y'$  und  $\sin \alpha$  in der Nähe eines jeden Flugbahnpunktes und nach einem von Picard, Hadamard, v. Escherisch, Lindelöf u. a. ausgebildeten Theorem von H. Poincaré existiert ein Wert  $t_1$ , derart, daß für  $t < t_1$  die Integrale  $x'$ ,  $y'$  der Bewegungsgleichungen holomorphe Funktionen von  $\sin \alpha$  sind. — Bezeichnet man nun mit  $x'_1, y'_1$  die Werte von  $x', y'$  für  $t = t_1$ , so gehen mit den Substitutionen  $x' = x'_1 + \xi'$ ,  $y' = y'_1 + \eta'$ ,  $t = t_1 + \tau$  die Bewegungsgleichungen (1) in die neuen:

$$\frac{d\xi'}{d\tau} = -(x'_1 + \xi')f(v); \quad \frac{d\eta'}{d\tau} = g - (y'_1 + \eta')f(v) \dots \dots \dots (2)$$

über mit der Bedingung, daß für  $\tau = 0$ ,  $\xi' = 0$ ,  $\eta' = 0$  sind. Dann sind wieder innerhalb eines gewissen Intervalls von  $\tau$   $\xi'$  und  $\eta'$  holomorphe Funktionen von  $\sin \alpha$ , und da  $(x', y')$  stets im endlichen Abstand vom Nullpunkt bleibt und  $v = 0$  der einzige singuläre Punkt von  $f(v)$  ist, so kann man in dieser Entwicklung beliebig weit fortfahren und daher schreiben:

$$\left. \begin{aligned} x' &= a_0 + a_1 \sin \alpha + a_2 \sin^2 \alpha + \dots \\ y' &= b_0 + b_1 \sin \alpha + b_2 \sin^2 \alpha + \dots \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

wo die  $a_n, b_n$  Funktionen von  $t$  sind und die Entwicklung für jeden Wert von  $t$  von 0 bis  $T$  gilt, wie groß auch  $T$  sei, und wenn nur  $|\sin \alpha| < 1 - \varepsilon$ , so läßt sich stets ein positiver Wert  $M$  finden, derart, daß  $a_n \cdot (1 - \varepsilon)^n < M$ ,  $b_n \cdot (1 - \varepsilon)^n < M$ . Daher kann man die Reihen (3) Term für Term integrieren und auch  $x, y$  entsprechend nach Potenzen von  $\sin \alpha$  entwickeln. — Ebenso sieht man, daß für alle Werte von  $t$  mit  $\varphi = \frac{\pi}{2} + \alpha$  die Entwicklungen gelten:

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0 + x_1 \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} + x_2 \cdot \sin^4 \frac{\varphi}{2} + x_3 \cdot \sin^6 \frac{\varphi}{2} + \dots \\ y &= y_0 + y_1 \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} + y_2 \cdot \sin^4 \frac{\varphi}{2} + y_3 \cdot \sin^6 \frac{\varphi}{2} + \dots \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

wo die  $x_n, y_n$  Funktionen von  $t$  sind. — Da die Form dieser Entwicklungen feststeht, so kann man die Bewegungsgleichungen durch einen Ansatz (4) integrieren und erhält dann ein System von Differentialgleichungen zur Bestimmung der Koeffizienten  $x_n, y_n$ .

BOLLÉ.

**L. Thompson.** An optical chronograph. Phys. Rev. (2) 21, 199, 1923, Nr. 2. Soweit sich aus der kurzen Mitteilung ersehen läßt, besteht der Chronograph in einer kleinen frei fallenden photographischen Platte, die an einem elektromagnetisch aufgehängten Fallgewicht befestigt ist. Bei einer nach Ausschaltung des Erregerstroms bereits erreichten gewissen Fallgeschwindigkeit wird auf die Platte das Bild einer schlitzförmigen Lichtquelle entworfen, nachdem der Strahlengang bereits vorher an geeigneten Punkten der Flugbahn des zu untersuchenden Geschosses zur Vereinigung gebracht ist. Die Unterbrechungen des Strahlenganges durch das Geschöß registrieren die aus der Fallhöhe bestimmbare Zeit dieses Ereignisses auf der Platte. Die gemessenen Zeitintervalle sind klein gegenüber der gesamten Fallzeit, so daß ein Fehler in der Bestimmung der Fallhöhe bis zur ersten Unterbrechung nur von geringem



Einfluß ist. Für sehr genaue Messungen bei längeren Zeitintervallen von etwa  $\frac{1}{100}$  sec wird zur Untersuchung des Verlaufs der Fallbeschleunigung des Fallgewichts dieses in der Nähe des Haltemagnets an verschiedenen Stellen und bei verschiedenen Erregerstromstärken abgewogen, die aus einem bei Unterbrechung des Stromes aufgenommenen Schillogramm entnommen sind. Auch der Luftwiderstand wird, obwohl von geringem Einfluß, rechnerisch auf Grund von Versuchen berücksichtigt, bei denen der Fallapparat in einem kleinen Windschacht steht.

BOLLÉ.

#### 4. Aufbau der Materie.

**Theodor Sexl.** Kritische Betrachtung der Untersuchung über die Dichtebestimmungen submikroskopischer Körperchen. Wien. Anz. 1923, S. 41—42, Nr. 7/8. Verf. beanstandet die Auswertung der Bärnschen Untersuchungen über diecheinbare Dichte von Platineteilchen. Vor allem sei die vor Jahren von Meyer und Gerlach gestellte Alternative „Dichteunterschreitungen oder ungenaues Widerstandsgesetz“ durch Bärns Untersuchungen nicht nur nicht beseitigt, sondern sei nach Ansicht des Verf. sogar eher zugunsten eines ungenauen Widerstandsgesetzes entschieden als einer erheblichen Dichteunterschreitung. — Soweit aus der kurzen Mitteilung zu ersehen ist, hat Verf. selbst keine Messungen gemacht, sondern nur Bärns Messungen neu ausgewertet.

GERLACH.

**E. Hughes.** A Possible Reconciliation of the Atomic Models of Bohr and Lewis and Langmuir. Nature **110**, 37—38, 1922, Nr. 2749. Der Verf. sucht nach einem Atommodell, das die Vorzüge des Bohrschen mit denen des (namentlich von den Chemikern geschätzten) Lewis-Langmuirschen Atommodells in sich vereinigt. Er schlägt vor, die Elektronenschalenanordnung von Lewis-Langmuir beizubehalten, dafür aber dem Atomkern eine Rotation um eine bestimmte Achse relativ zu den Elektronenschalen zu erteilen, wodurch die für die (vom Bohrschen Modelle gut wiedergegebenen) Strahlungseigenschaften notwendigen Beschleunigungen der atomaren elektrischen Ladungen eingeführt würden. Er meint, daß sein Vorschlag auch die Existenz von Isotopen voraussetzen lasse, wenn man annimmt, daß Kernrotationen um mehrere verschiedene Achsen mit verschiedenen Energien möglich seien, denen nach dem relativistischen Zusammenhange zwischen Energie und Masse nun verschiedene Atommassen entsprechen müßten; eine Bestätigung hierfür erblickt er in dem Auftreten von zahlreichen Isotopen namentlich bei den Edelgasen und den Metallen im periodischen System benachbarten Elementen.

A. SMEKAL.

**Oliver Lodge.** Bohr and Langmuir Atoms. Nature **110**, 341, 1922, Nr. 2758. Der Verf. hebt hervor, daß die kreisenden Elektronen des Bohrschen Modells magnetische, quasistatische Felder erzeugen, die an Stelle der statischen elektrischen Kräfte der ruhenden Elektronen im Langmuirschen Modell zur Erklärung der chemischen Affinitätskräfte herangezogen werden könnten. Er meint, daß dadurch nicht nur ein Atommodell geschaffen würde, welches die Vorzüge der beiden genannten Modelle in sich vereinigt, sondern daß die Polarität der magnetischen Kräfte auch wesentliche Fortschritte hinsichtlich der Erklärung der verschiedenen Arten von Valenzbindungen ermöglichen würde; die Ionenladungen sollen dann keine Bedeutung mehr für die Molekülbildung besitzen.

A. SMEKAL.

**Robert N. Pease.** Atoms and Electrons. Nature **110**, 379—380, 1922, Nr. 2759. Der Verf. findet auf Grund von Kristallgitterbestimmungen und Dichteangaben, daß

die Atomvolumina von Cer und Thorium miteinander übereinstimmen, während jene von Neodym und Uran im Verhältnisse 2:1 stehen. Da die beiden letztgenannten Elemente je 32 Elektronen mehr besitzen als Cer und Neodym, meint der Verf., daß die radioaktiven Phänomene durch diese außerordentliche Zusammendrängung von Elektronen verursacht sein müßten und skizziert, wie auf Grund seiner Vorstellung die Korpuskularemission zustande kommen soll.

A. SMEKAL

**A. Dauvillier.** Analyse de la structure atomique. C. R. 173, 1077—1079, 1921, Nr. 22. Auf Grund seiner Röntgenspektral-Untersuchungen der schweren Elemente hat der Verf. die Moseleyschen Geraden sämtlicher aus den beobachteten Linien abgeleiteten Röntgenenergie-Niveaus konstruiert und gibt zunächst eine Tabelle an, in welcher die Schnittpunkte dieser Geraden mit der Achse der Atomnummern und deren Neigungsverhältnisse zusammengestellt sind. Er schließt daraus in Übereinstimmung mit der neuen Bohrschen Theorie des Atombaus, daß die *M*-Schale dreiquantig, die *N*- und *O*-Schale vier- bzw. fünfquantig sind. Für die *P*-Schale erhält er wieder Vierquantigkeit. Die Neigungsverhältnisse zeigen sehr deutlich den Wechsel von regulären und irregulären Dubletts zwischen aufeinanderfolgenden Röntgenniveaus, wie er von G. Wentzel festgestellt worden ist. — Eine nun folgende Übersicht über die aus diesen Ergebnissen abgeleiteten Elektronen-Besetzungszahlen der einzelnen Schalen weist unter anderem zwei *N*-Schalen von 18 bzw. 14 Elektronen auf, die *Q*-Elektronen werden als einquantig angeführt; die zweitgenannte *N*-Schale enthält die seltenen Erden, unter denen auch das Urbainsche Cesium mitangeführt wird. Der Verf. bespricht ferner einige Argumente zugunsten der auch von ihm angenommenen Vervollständigung innerer Elektronenschalen bei den Triaden. Er weist schließlich darauf hin, wie aus dieser Übersicht der Intensitätsverlauf der einzelnen Röntgenlinien mit abnehmender Ordnungszahl und deren schließliches Verschwinden entnommen werden kann.

A. SMEKAL

**Maurice L. Huggins.** Atomic radii. Phys. Rev. (2) 21, 205—206, 1923, Nr. 2. Nach der Methode von W. L. Bragg, wo der Abstand der Mittelpunkte von zwei benachbarten Atomen gleich der Summe der Radien der zwei Atome gesetzt wird, wurden die Radien der Atome folgender Elemente in Ångström-Einheiten bestimmt (Atomradius definiert als Abstand zwischen Kern und Valenz-Elektronenpaar; nur solche Kristalle wurden betrachtet, bei denen diese Elektronenpaare auf der Verbindungsline der Mittelpunkte benachbarter Atome liegen; die Größe des an einer Kristall ermittelten Radius wurde nur dann auf einen anderen Kristall angewendet, wenn in beiden Kristallen die Valenzelektronen und die Atomkerne um das in Frage stehende Atom herum sehr ähnlich angeordnet sind.)

Be . . . . .	1,00	S . . . . .	1,04	Zn . . . . .	1,31	Cd . . . . .	1,9
C . . . . .	0,77	Cl . . . . .	0,96	Ge . . . . .	1,22	Sn . . . . .	1,4
O . . . . .	0,65	Mn (zweiwertig)	1,39	Se . . . . .	1,12	Te . . . . .	1,2
Mg . . . . .	1,29	Fe „	1,23	Br . . . . .	1,10	J . . . . .	1,2
Si . . . . .	1,17	Cu (einwertig)	1,42	Ag . . . . .	1,60		

Die Radien von C, Si, Ge, Sn wurden gleich der Hälfte des Mittelpunktsabstandes der Elementarkristalle der Elemente genommen. Der Radius des S-Atoms (wenn dasselbe von vier positiven zweiwertigen Elementen umgeben ist) ist zu 1,04 Å-E angenommen (d. h. um 0,01 Å-E. weniger als die Hälfte des Ewaldschen Wertes des S—S-Abstandes in Pyrit). Wenn dieser Wert niedriger ist als der wahre Wert, dann sind alle Radien, welche oben für elektronegative Atome mitgeteilt sind, um die

nämlichen Betrag zu niedrig, und die der elektropositiven Atome zu hoch und umgekehrt. — Die Radien von O, Se, Te wurden gefunden, indem die Mittelpunktsabstände in ZnO, ZnS, ZnSe, ZnTe, CdS, CdSe, CdTe, HgS, HgSe, HgTe verglichen wurden unter der Annahme, daß der Radius des Metallatoms in jeder Reihe konstant ist. Die Zn-, Cd-, Hg-Radien wurden durch die nämliche Reihe von Verbindungen erhalten. — Der Be-Radius wurde aus dem Be—O-Abstand in BeO berechnet. Wenn man den Zn—O-Abstand in  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  als ebenso groß annimmt wie in ZnO, so kann der Cr—O-Abstand in jener Verbindung berechnet werden; wenn man diese Größe auf  $\text{MgCr}_2\text{O}_4$  überträgt, so ergibt sich der Abstand Mg—O und daraus der Radius des Mg-Atoms. In ähnlicher Weise wurden die Radien der zweiwertigen Mn- und Fe-Atome aus den Spinellen berechnet. Vom Radius des Jodatoms wurde angenommen, daß er um 0,01 Å.-E. kleiner ist als der von Tellur. Die Radien der Ag- und Cu-Atome wurden aus den Jodiden berechnet und sodann die Radien des Cl- und Br-Atoms aus CuCl und CuBr. Unter Zugrundelegung einiger Voraussetzungen konnte der Radius des Goldatoms ermittelt werden, und zwar zu ungefähr der gleichen Größe wie jener des Silberatoms. In ähnlicher Weise ergab sich, daß der Radius des Hg-Atoms ungefähr gleich jenem des Cd-Atoms ist. — Der Radius des Wasserstoffatoms im Eise (wo jeder Wasserstoff durch Elektronenpaare von zwei Sauerstoffatomen gebunden ist) ist 0,73 Å.-E. Für die zentriert kubischen Formen von  $\text{NH}_4\text{Cl}$  und  $\text{NH}_4\text{Br}$  berechnet sich der Durchmesser des Wasserstoffatoms zu 1,67 Å.-E. ( $\text{NH}_4\text{Cl}$ ) und zu 1,64 Å.-E. ( $\text{NH}_4\text{Br}$ ). Stöckl.

**Ralph W. G. Wyckoff.** On the hypothesis of constant atomic radii. Proc. Nat. Acad. America 9, 33—38, 1923, Nr. 2. Die Wirkungssphäre der Atome kann von vier voneinander unabhängigen Ausgangspunkten aus berechnet werden: 1. von Metallen aus; 2. durch den Diamant und die Carbonate der Calcitgruppe mit zweiwertigen Metallen; 3. vom Pyrit aus; 4. mit Hilfe des Cäsiumdichlorojodids. Wenn die Atomradien streng konstant wären, müßten alle diese Wege zu demselben Resultat führen. Die Metalle fügen sich nicht gut in das Schema, und Calcit und verwandte Mineralien bieten ebenfalls Schwierigkeiten dar, weil dem Sauerstoffatom zwei verschiedene Lagen zugeteilt werden können. Geeignet ist der Pyrit und noch besser das Cäsiumdichlorojodid. Für letzteres ist die Entfernung entlang einer trigonalen Achse von einem Cäsiumatom durch ein Chlor- zu einem Jodatom gleich 6,102 Å. Der kürzeste Abstand zwischen Cäsium- und Jodatomen in Cäsiumjodidkristallen beträgt 3,94 Å. Der Durchmesser des Chloratoms kann als Differenz zwischen diesen beiden Entfernungen aufgefaßt und so zu 2,162 Å berechnet werden. Hiervon ausgehend erhält man, geeignete Verbindungen prüfend, für die Atomradien der elektronegativen Elemente folgende Werte:

Atom	Radius	Atom	Radius	Atom	Radius
H	0,55 Å	Br	1,24 Å	N	0,62 Å
F	0,62	J	1,50	O	0,64
Cl	1,08	(CN)	1,22	S	1,04

Mit Hilfe dieser Zahlen werden aus zahlreichen Salzen Atomradien berechnet und in vielen Fällen wechselnde Werte gewonnen. Daraus ist zu schließen, daß die Hypothese, welche jedem Atom eine bestimmte Größe zuweist und Kristalle durch Zusammenpackung dieser Atome sich aufgebaut denkt, nicht im Einklang mit der Erfahrung steht. Sind die Umgebungen des einzelnen Atoms verschieden, so werden auch die



zwischenatomistischen Abstände ungleich. Wo die Wechsel der Umgebung verhältnismäßig klein sind, kann der Wechsel im zwischenatomistischen Abstand fast vernachlässigt werden; in allen anderen Fällen beträgt er verschiedene Zehntel einer Ångström-Einheit.

KAUFFMANN.

**J. Stark.** Änderungen der Struktur und des Spektrums chemischer Atome. Nobelvortrag, gehalten vor der Königl. Schwedischen Akademie der Wissenschaften zu Stockholm am 3. Juni 1920. Les prix Nobel en 1919—1920, 10 S., 1922. [S. 832.]

**Paul S. Epstein.** Problems of quantum theory in the light of the theory of perturbations. Phys. Rev. (2) 19, 578—608, 1922, Nr. 6. [S. 788.]

**Paul S. Epstein.** The evaluation of quantum integrals. Proc. Nat. Acad. Amer. 8, 166—167, 1922, Nr. 7. [S. 788.]

**C. G. Darwin.** A quantum theory of optical dispersion. Proc. Nat. Acad. America 9, 25—30, 1923, Nr. 1. [S. 788.]

**V. Trkal.** Über eine allgemeine Bedingung zur Quantelung bedingt periodischer Bewegungen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 3, 48—49, 1922, Nr. 2. [S. 790.]

**A. Landé.** Fortschritte der Quantentheorie. XI u. 91 S. Dresden und Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1922. (Wissenschaftl. Forschungsber. Naturwissenschaftliche Reihe, herausgegeben von Raphael Ed. Liesegang, Bd. 5.) [S. 790.]

**N. Bohr.** Über die Quantentheorie der Linienspektren. Übersetzt von P. Hertz. Mit einem Vorwort des Verfassers. VI u. 168 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1923. [S. 790.]

**N. Bohr.** On the quantum theory of line-spectra. Part III. Danske Vidensk. Selsk. Skr. 8, 101—118, 1922. [S. 791.]

**H. A. Kramers.** Atomteoriens Udvikling i de senere Aar. Fysisk Tidsskr. 20, 1—25, 69—88, 1922, Nr. 1/2 u. 3. [S. 791.]

**W. E. Curtis.** Half Quanta. Nature 109, 713, 1922, Nr. 2744. [S. 792.]

**S. Datta.** An Exception to the Principle of Selection in Spectra. Nature 110, 39, 1922, Nr. 2749. [S. 792.]

**Ludwik Silberstein.** On the spectrum of neutral helium. Astrophys. Journ. 56, 119—131, 1922, Nr. 2. [S. 832.]

**Ludwik Silberstein.** Some Spectrum Lines of Neutral Helium derived theoretically. Nature 110, 247—249, 1922, Nr. 2755. [S. 833.]

**W. M. Hicks.** Spectrum Lines of Neutral Helium. Nature 110, 309, 1922, Nr. 2757. [S. 833.]

**C. V. Raman.** The Spectrum of Neutral Helium. Nature 110, 700—701, 1922, Nr. 2769. [S. 833.]

**Ludwik Silberstein.** The Spectrum of Neutral Helium. Nature 111, 46—47, 1923, Nr. 2776. [S. 834.]

**W. M. Hicks.** The Spectrum of Neutral Helium. Nature 111, 146, 1923, Nr. 2779. [S. 834.]

SMEKAL.

**Gregory P. Baxter, Phillip F. Weatherill and Edward W. Scripture jr.** A revision of the atomic weight of silicon. The analysis of silicon tetrachloride and

tetrabromide. Proc. Amer. Acad. of Arts and Sc. 58, 243—268, 1923, Nr. 6. Zur Bestimmung des Atomgewichts des Siliciums wurden Siliciumtetrachlorid und -tetrabromid mit Natronlauge umgesetzt; die Lösung wurde mit Salpetersäure angesäuert und das Halogen mit Silbernitrat gefällt. Die Reinigung der beiden Siliciumhalogenide erfolgte durch sorgfältige fraktionierte Destillation unter Ausschluß von Luft und Feuchtigkeit. Beim Chlorid handelte es sich um die Entfernung von  $\text{Si}_2\text{Cl}_6$ ,  $\text{Si}_3\text{Cl}_8$ ,  $\text{Si}_2\text{OCl}_6$ ,  $\text{HCl}$ ,  $\text{CCl}$  und  $\text{CCl}_4$ , beim Bromid um die Entfernung von  $\text{Si}_2\text{Br}_6$ ,  $\text{HBr}$ ,  $\text{CBr}_4$  und  $\text{TiBr}_4$ . Die Versuchsreihen mit dem Chlorid ergaben den Wert 28,067 und die mit dem Bromid 28,059. Das Atomgewicht des Siliciums beträgt hiernach 28,063 ( $\text{Ag} = 107,880$ ) und ist kleiner als die aus den älteren Bestimmungen abgeleitete Zahl 28,25. Wenn je das Silicium aus zwei Isotopen von den Atomgewichten 28 und 29 besteht, so ist das Verhältnis zwischen dem leichteren und dem schwereren ungefähr 14:1.

KAUFFMANN.

A. Rius Mirò. Die Einreihung der Radikale in das periodische System. Helv. Chim. Acta 6, 186—191, 1923, Nr. 1. Der Verf. beschäftigt sich mit Atomgruppen, deren Eigenschaften mit denen bekannter Elemente vergleichbar sind, und die er als elementare Radikale bezeichnet. Er versucht, sie als Elemente nicht mit Hilfe des Molekulargewichts, sondern mit Hilfe der Ordnungszahl in das periodische System einzureihen. Die Ordnungszahl eines Radikals ist gegeben durch die Summe der Ordnungszahlen der Elemente, aus denen es besteht, vermindert um das Doppelte der Zahl der Valenzen, die bei seinem Aufbau beteiligt sind. Die Ordnungszahl des Ammoniums  $\text{NH}_4$  berechnet sich so zu  $7 + 4 \times 1 - 2 \times 4 = 3$ , also gleich der Ordnungszahl des Lithiums, eines Alkalimetalls; infolgedessen muß das Ammonium die Eigenschaften der Elemente besitzen, welche die Gruppe der Alkalimetalle im periodischen System bilden. Eine völlige Übereinstimmung der Eigenschaften wie bei Isotopen ist im Hinblick auf den völlig verschiedenen inneren Aufbau natürlich nicht zu erwarten; die Übereinstimmung wird sich auf die charakteristischsten chemischen, nicht aber auf die physikalischen Eigenschaften erstrecken. Als zu den Alkalimetallen gehörig erweisen sich so folgende Radikale:  $\text{PH}_4$ , Ordnungszahl 11 des Na.  $\text{AsH}_4$ , Ordnungszahl 29 des Cu.  $\text{SbH}_4$ , Ordnungszahl 47 des Ag. Das Cyan  $\text{C}\equiv\text{N}$  hat die Ordnungszahl 9 des Fluors und tritt damit unter die Halogene ein. Das Antimonyl  $\text{SbO}$  wird mit der Ordnungszahl 55 des Cäsiums den einwertigen Metallen vergleichbar. Das Fluormolekül  $\text{F}_2$ , das ein Sauerstoffatom zu ersetzen vermag, erhält die Ordnungszahl 16 des Schwefels. Die Ordnungszahl des Nitrosyls  $\text{NO}$  berechnet sich zu 11, wodurch der Verf. sich verleiten läßt, dieses Radikal dem Natrium an die Seite zu stellen. Für das Radikal  $(\text{C}_6\text{H}_5)_3\text{J}$  leitet er unter Voraussetzung der Dreiwertigkeit des aromatischen Kohlenstoffs die Ordnungszahl 87 eines synthetischen Thalliums ab. Das Kohlenoxyd  $\text{C}=\text{O}$  bekommt die Zahl  $6 + 8 - 2 \times 2 = 10$  des Neons, eines Edelgases.

KAUFFMANN.

A. Wassmuth. Grundlagen und Anwendungen der statistischen Mechanik. 2. Aufl. Mit 4 Abbildungen, VI u. 116 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1922 (Sammlung Vieweg, Heft 25). [S. 793.]

Adolf Smekal. Technische Festigkeit und molekulare Festigkeit. Die Naturwissensch. 10, 799—804, 1922, Nr. 37. [S. 794.]

Adolf Smekal. Festigkeit und Molekularkräfte. ZS. d. Österr. Ing.- u. Arch.-Ver. 74, 217—220, 1922, Nr. 50/52. [S. 794.]

SMEKAL.

**H. Prelinger.** Röntgeninterferenzen und Kristallbau. Elektrot. u. Maschinenb. **41**, 247—248, 1923, Nr. 16. SCHEEL.

**Ralph W. G. Wyckoff.** The determination of the structure of crystals. From the Smithsonian Rep. for 1920, S. 199—222, 1922. Verf. gibt eine Übersicht über die Verfahren zur Strukturbestimmung von Kristallen, über die Anwendungsmöglichkeiten und führt die Modelle einer Anzahl bestimmter Strukturen an. K. BECKER.

**N. K. Adam.** The Properties and Molecular Structure of Thin Films. Part II. — Condensed Films. Proc. Roy. Soc. London (A) **101**, 452—472, 1922, Nr. 712. Anschließend an den ersten Teil dieser Arbeit über das Verhalten dünner Filme von Palmitinsäure (Adam, Proc. Roy. Soc. London (A) **99**, 336, 1921; diese Ber. **2**, 1132, 1921) werden nach derselben Methode die „Kompressionskurven“ einer Anzahl Fett- und Ölsäuren bestimmt. Für einen bestimmten Druck zwischen 0 und 45 Dyn/cm<sup>2</sup> wurde die Fläche berechnet, welche ein Molekül der betreffenden Verbindung in der monomolekularen Schicht mit parallel orientierten Kohlenstoffketten des Films einnimmt. Dabei ergab sich in dem mechanischen Verhalten dieser Filme ein geringer Unterschied, je nachdem sie über frisch destilliertem oder mehrere Tage gestandenem Wasser oder über verdünnter HCl ausgebreitet waren. Allgemein zeigten diese Verbindungen mit zunehmendem Druck eine starke Verminderung der Fläche, welche ein Molekül einnimmt, bis von einem gewissen, für jede Verbindungsgruppe charakteristischen Wert der ansteigende Druck keine weitere Querschnittsverkleinerung des Moleküls bewirkt. Daraus, und unter der Annahme einer mittleren Dichte der Filme von 0,85 und aus dem Querschnitt einer solchen langen aliphatischen Kohlenstoffkette, welcher sich aus den Messungen zu  $21,0 \cdot 10^{-16}$  cm<sup>2</sup> ergab, wurde die Länge des Moleküls und der Querschnitt der polaren Gruppe folgender Verbindungen berechnet:

	Anzahl der C-Atome	Länge des Moleküls in 10 <sup>-16</sup> cm <sup>2</sup>	Querschnitt der polaren Gruppe in 10 <sup>-16</sup> cm <sup>2</sup>	Endständige polare Gruppe
Myristinsäure . .	14	21,1	25,1	-CH <sub>2</sub> -CH <sub>2</sub> -COOH
Pentadecylsäure . .	15	22,4	25,1	-CH <sub>2</sub> -CH <sub>2</sub> -COOH
Stearinsäure . . .	18	26,2	25,1	-CH <sub>2</sub> -CH <sub>2</sub> -COOH
Behensäure . . .	22	31,4	25,1	-CH <sub>2</sub> -CH <sub>2</sub> -COOH
Isoölsäure . . . .	18	26,2	28,7	-CH <sub>2</sub> -CH <sub>2</sub> -COOH
Oktadecylharnstoff	19	28,8	26,3	-CH <sub>2</sub> -NH-CO-NH <sub>2</sub>
Stearinamid . . .	18	26,1	nicht größer als 21,5	-CH <sub>2</sub> -CONH <sub>2</sub>
Äthylpalmitat . .	18	26,1	22,3	-CH <sub>2</sub> -COOC <sub>2</sub> H <sub>5</sub>
Äthylbehenat . .	24	34,0	22,3	-CH <sub>2</sub> -COOC <sub>2</sub> H <sub>5</sub>
Cetylalkohol . . .	16	22,4	21,7	-CH <sub>2</sub> -CH <sub>2</sub> OH
Stearinnitril . . .	18	—	27,5	-CH <sub>2</sub> -CH <sub>2</sub> -CN

Ein auffälliges Verhalten zeigt Oktadecylharnstoff. Während bei 18,5° ein Druck von 23 Dyn/cm<sup>2</sup> einen Querschnitt der polaren Gruppe von  $26,3 \cdot 10^{-16}$  cm<sup>2</sup> ergibt, läßt sich diese Verbindung bei 33° unter demselben Druck auf  $20,5 \cdot 10^{-16}$  cm<sup>2</sup> zusammenpressen.

K. BECKER.

**H. Mark und K. Weissenberg.** Röntgenographische Bestimmung der Struktur gewalzter Metallfolien. ZS. f. Phys. **14**, 328—341, 1923, Nr. 5. Es wird an gewalzten Ag-, Cu-, Pt-, Au- und Al-Folien festgestellt, daß zur Walzrichtung parallel



lie [112]-Richtung liegt, parallel zur Querrichtung die [111]-Richtung und parallel zur Foliennormale die [110]-Richtung. Bei Au- und Pt-Folien wurde außerdem noch eine Gruppe von Gitterlagen festgestellt, welche bei den anderen Metallen nur andeutungsweise vorhanden ist. Für die genannten Richtungen ist eine gewisse Streuung zu berücksichtigen, welche je nach der Folienart schwankt. Für Ag-Folien beträgt sie in der [112]-Richtung  $8^\circ$ .

K. BECKER.

**H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid.** Untersuchungen an Sn-Einkristall-drähten. Naturwissensch. 11, 256, 1923, Nr. 13. Sn kristallisiert tetragonal mit den Abmessungen  $a = 5,83$ ,  $c = 3,16$  Å. Außer in den Eckpunkten und der Raummitte befindet sich noch je ein Atom auf der vertikalen Mittellinie der Seitenflächen, einmal in  $\frac{1}{4}$ , auf der nächsten in  $\frac{3}{4}$  Höhe. Die wichtigsten Gleitflächen sind (100) und (110). Gedehnte Sn-Kristalle können nach kurzem Erhitzen auf  $150^\circ$  entfestigt werden. Dabei entsteht unter Rekristallisation ein neuer, zum alten gesetzmäßig orientierter Kristall. In flüssiger Luft verfestigt sich bei Dehn- und Reißversuchen der Kristall anscheinend ohne eine Umorientierung des Gitters.

K. BECKER.

**J. Czochralski.** Die Grundlagen der Verfestigungsvorgänge. ZS. f. Metallkde. 15, 7—16, 1923, Nr. 1. Verf. bespricht die Erscheinungen an Vielkristallproben, die Eigenschaften der Kristalle in verschiedenen Achsenrichtungen, die Wirkung der Verfestigung in den verschiedenen Achsenrichtungen, die Unwirksamkeit der Gleitebenen, die Eigenschaften und Geometrie des Raumgitters, die Begriffserklärung der Verfestigung, die Wirkung der Verfestigung in den verschiedenen Walzrichtungen, das Zustandsschema, das Wesen der Verfestigung, Verfestigung und innere Reibung.

K. BECKER.

**J. Czochralski.** Verlagerungshypothese und Röntgenforschung. ZS. f. Metallkde. 15, 60—67, 1923, Nr. 3. Auf Grund einer Anzahl rein qualitativer Laueaufnahmen an verschieden beanspruchten Aluminiumkristallen sucht Verf. die Verfestigungsvorgänge an Metallen durch die Verlagerungshypothese zu erklären. Die schon von Rinne an sattelförmig gebogenem Steinsalz nachgewiesenen und auch bei bearbeiteten Metallkristallen auftretenden strahligen Interferenzerscheinungen beim Durchleuchten mit Bremstrahlung hält Verf. für einen Beweis für Raumgitterstörungen.

K. BECKER.

**Mabel K. Slattery.** Precision measurement of the crystalline structure of barium and strontium selenides. Phys. Rev. (2) 21, 213, 1923, Nr. 2. BaSe und SrSe bilden reguläre flächenzentrierte Gitter vom NaCl-Typus. Für BaSe ist  $a = 6,618 \pm 0,003$  Å, für SrSe ist  $a = 6,234 \pm 0,003$  Å.

K. BECKER.

**Wheeler P. Davey.** Precision measurement of the crystalline structure of calcium oxide, calcium sulfide and calcium selenide. Phys. Rev. (2) 21, 213, 1923, Nr. 2. Diese Verbindungen bilden reguläre flächenzentrierte Gitter vom NaCl-Typus. CaO:  $a = 4,790 \pm 0,002$  Å; CaS:  $a = 5,686 \pm 0,003$  Å; CaSe:  $a = 5,914 \pm 0,003$  Å.

K. BECKER.

**Maurice L. Huggins.** Crystal structures of some sulfides, selenides, and tellurides. Phys. Rev. (2) 21, 211—212, 1923, Nr. 2. In den Verbindungen von Zn, Cd, Hg<sup>II</sup>, Cu<sup>I</sup>, Ag, Au mit S, Se, Te ist das Metallatom von 4 zu einem Tetraeder, bzw. 6 zu einem Oktaeder angeordneten S-, Se- oder Te-Atomen umgeben. In einem Fall besitzen sie die Struktur des ZnO, im anderen Fall jene des CaF<sub>2</sub>. Die aus der Dichte berechneten Abstände nächst benachbarter Massenteilchen stimmen mit den aus den Bragg'schen Atomradien berechneten Werten überein.

K. BECKER.

**K. H. Kingdon.** The mechanism of cathode sputtering. Phys. Rev. (2) **21**, 210, 1923, Nr. 2. Frühere Versuche (Kingdon und Langmuir, Phys. Rev. **20**, 103, 1922) hatten gezeigt, daß Th an der Oberfläche von Wolframdrähten durch das Auftreffen positiver Ionen zerstäubt wird. Analoge Versuche wurden nun mit H-, Ne-, Ar-, Cs-, Hg- und He-Ionen unternommen. Dabei zeigten H- und He-Ionen unter 600 Volt Geschwindigkeit keinerlei zerstäubende Wirkung. Bei 150 Volt verhält sich die von Ne, Hg, Cs und Ar zerstäubte relative Menge Th wie 0,043, 0,092, 0,155, 0,160. In derselben Reihenfolge wird die zerstäubende Wirkung der Gase Null für eine Spannung von 45, 35, 52 und 47 Volt.

K. BECKER.

**H. Devaux.** Sur la mouillabilité des surfaces solides (lames minces, cristaux, substances cireuses etc.) et sur l'orientation des molécules superficielles (expériences). Journ. de phys. et le Radium (6) **4**, 184 S—186 S, 1923, Nr. 2. Verf. beschreibt eine Anzahl von Versuchen über Netzbarkeit von Häuten. Läßt man auf eine mit  $\text{CuSO}_4$ -Lösung befeuchtete Platte  $\text{H}_2\text{S}$  einwirken, so bildet sich eine Haut von CuS, die nur an der Gasseite vom Wasser genetzt wird, selbst wenn die Schicht monomolekular ist ( $0,3 \mu$  dick). Die Haut läßt sich auf Wasser ausbreiten und haftet dann mit der nicht von Wasser genetzten Seite selbst an einer paraffinierten Glasplatte, während die nun außen liegende Schicht eine zusammenhängende Wasserschicht trägt. Danach ist das CuS-Molekül polar und zieht auf einer Seite Wasser an. Allgemein wird bei Bildung von festen Körpern, wenn während des Entstehens eine Orientierung stattfinden kann, die netzbare Seite der Flüssigkeit, die nicht netzbare der Luft zugewendet sein, wie sich auch an festen Paraffin- oder Wachsschichten, die sich auf abkühlendem Wasser bilden, zeigt. Die Luftseite ergibt einen anderen Grad der Netzbarkeit wie die Wasserseite. Eine Anwendung der Orientierungshypothese auf die Schichtung bei Kristallen beschließt die Arbeit.

H. R. SCHULZ.

**L. E. Dodd.** Note on Sheet Striae as Thin Films on Optical Glass. Phys. Rev. **17**, 270—271, 1921, Nr. 2. Eine bestimmte Art von Schlieren im Glase zeigt eine große innere Festigkeit, so daß Blasen oder Steine diese blattähnlichen Gebilde nicht durchbrechen, sondern von ihnen wie mit einem Netz umgeben werden. Hierdurch werden haarähnliche Schlieren erzeugt. Die ausgeprägte Zähigkeit dieser Gebilde ist um so unerwarteter, als sie sich in ihrer chemischen Zusammensetzung und ihrer physikalischen Beschaffenheit nur wenig von ihrer Umgebung unterscheiden. Weitere Versuche sollen auch die Frage klären, ob die Blasen oder Steine von der Substanz der Schlieren benetzt werden.

H. R. SCHULZ.

**M. Pirani und W. Fehse.** Über Herstellung und Eigenschaften von reinem Graphit. ZS. f. Elektrochem. **29**, 168—174, 1923, Nr. 4 (7/8). Die Herstellung von fadenförmigen Graphitkörpern geschah durch Niederschlagen von Kohle aus gasförmigen oder flüssigen Kohlenstoffverbindungen auf einer aus möglichst aschefreien „Seele“ (aus Alkali-Cellulose-Xantogenat hergestellt). Zu den Versuchen wurden Fäden genommen, die auf 2200 bis 2500° C geglüht waren und einen Aschengehalt von 0,3 Proz. aufwiesen. Sie wurden dann auf das 200- bis 300fache ihres Querschnitts „präpariert“, wobei Chlorverbindungen sich besonders vorteilhaft erwiesen. Die Temperaturen, bei denen der Niederschlag gebildet wurde, bewegten sich zwischen 1500 und 2000° C. Der Aschengehalt der fertig präparierten Fäden hatte eine Größenordnung von  $3 \cdot 10^{-4}$  Proz. Die präparierten Fäden wurden in einem Kohlerohofen mit wassergekühlten Elektroden bis auf etwa 3500° C erhitzt. Nach der Hochglühbehandlung hinterblieben glatte, metallglänzende, bleifarbig, in der Kälte biegsame

Fäden, die beim Reiben auf Papier einen glänzenden Graphitstrich hinterließen. Diese Fäden sind aschefrei, entwickeln beim Behandeln mit konzentrierter Schwefelsäure, Salpetersäure und Kaliumchlorat beim Erwärmen verpuffende Graphitsäure (Brodie'sche Reaktion). Beim Erhitzen des mit rauchender Salpetersäure befeuchteten Graphits trat Aufblähen ein (Lucische Reaktion). Die Struktur der Fäden ist blättrig kristallinisch. Die röntgenographische Strukturuntersuchung nach Debye und Scherrer zeigt bereits beim präparierten Faden einen ganz schwachen Orientierungsfleck; in der Längsachse des hochgeglühten Fadens ist dieser wesentlich deutlicher. Die mechanische Deformationsfähigkeit (Biegen) der Fäden ist charakteristisch; auch Kaltwalzen lassen sich die Fäden in geringem Maße gefallen, die erzielte Verlängerung betrug etwa 10 Proz. Deformation durch Kaltziehen war nicht erreichbar. Beim Aufbrechen zeigten die Fäden einen verfilzten, „holzigen“ Bruch. Die Bestimmung der Zerreißfestigkeit ergab  $2 \text{ kg/mm}^2$ , während der ungeglühte Faden  $15 \text{ kg/mm}^2$  zeigte. Der Elastizitätsmodul (für Biegung) ergab  $836 \text{ kg/mm}^2$ . Die spezifische Gewichtsbestimmung wurde nach der Schwebemethode in einem Acetylentetrabromid-Acetonmisch auszuführen und gab folgende Werte:

	Ungelüht	Bis etwa $3000^{\circ}$ geglüht
In $\text{CCl}_4$ -Gas . . . . .	2,09	2,12
„ $\text{CCl}_4$ -Flüssigkeit . . . .	1,23	2,06
„ Ligroin-Gas . . . . .	2,00	2,17
„ „ -Flüssigkeit . . . . .	1,83	2,12
„ $\text{C}_6\text{Cl}_6$ -Gas . . . . .	2,00	2,18
„ Ceylongraphit . . . . .	2,26	2,18

Eine am Debye-Scherrer-Röntgenogramm vorgenommene Berechnung ergab unter der Voraussetzung der rhomboedrischen Struktur die Dichte 2,12. Die Temperaturkoeffizienten sind nach dem Präparieren sehr stark negativ, nach dem Ausglühen sind sie aber alle positiv und haben geringe spezifische Widerstände (im Mittel 0,89). Der Exponent des Stefanschen Gesetzes für die Gesamtstrahlung ergab sich zu etwa 4,25. Zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit wurde ein modifiziertes Verfahren von Ingenhous angewandt und man fand, daß der Graphitfaden die Wärme besser leitete als Kupferdrähte. In der thermoelektrischen Reihe steht der Graphit zwischen Palladium und Platin. Seine Thermokraft beträgt zwischen 0 und  $100^{\circ}$  ungefähr 0,25 Millivolt gegen Platin, wobei der Strom in der heißen Lötstelle vom Platin nach dem Graphit gerichtet ist. GAISSER.

**P. W. Bridgman.** The compressibility of thirty metals as a function of pressure and temperature. Proc. Amer. Acad. of Arts and Sc. 58, 163—242, 1923, Nr. 5. Es wird an 30 Metallen die lineare Kompressibilität durch direkten Vergleich mit einem Eisenstab bei  $30^{\circ}$  und  $75^{\circ}$  und bei  $12000 \text{ kg/cm}^2$  bestimmt, nachdem der lineare Kompressibilitätskoeffizient des reinen Eisens genau gemessen wurde. Von den untersuchten Metallen kristallisieren regulär: W, Mo, Ta, Pd, Co, Nickelchrom, Au, Cu, Ag, Al, Ge, Pb, Ce, Ca, Sr, Li, K, Na, Fe, Ni, Pt; hexagonal dichtest gepackt: Cd, Mg; rhomboedrisch: Sb, Bi, Te; tetragonal: Sn (weiß); Kristallsystem unbekannt: U, Th. Bei regulärer Symmetrie und bei dichtest gepackter hexagonaler Anordnung ist der lineare Kompressibilitätskoeffizient nach allen Richtungen gleich. Bei den übrigen Metallen macht sich dagegen eine starke Abhängigkeit von der Richtung bemerkbar. In der folgenden Tabelle (S. 808) sind in der 2. Reihe der lineare Kompressibilitätskoeffizient  $\kappa$  bei  $30^{\circ}$ , in der 3. Reihe die Änderung desselben mit dem Druck,



	$\chi \cdot 10^7$ bei $30^0$	$\left(\frac{1}{\chi} \cdot \frac{\partial \chi}{\partial p}\right) \cdot 10^6$	$-\left(\frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial p}\right) \cdot 10^6$	$\chi \cdot 10^7$ bei $30^0$	$\left(\frac{1}{\chi} \cdot \frac{\partial \chi}{\partial p}\right) \cdot 10^6$	$-\left(\frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial p}\right) \cdot 10^6$
Al, hart gezogen . . . . .	13,40	0,52	—	Mg, gestoßen . . . . .	29,60	1,36
Al, gezogen und gegläht . .	13,34	0,50	1,76	Mo, gezogene Drähte . . .	3,61	0,58
Sb, Kahlbaum, Gußstück . .	13,43	0,74	1,02	Mo, Stangenform . . . . .	3,47	0,72
Sb, Baker, Gußstück . . . .	14,69	0,84	0,75	Nickelchromdrähte . . . .	5,50	0,54
Bi, Gußstück . . . . .	22,02	0,82	0,50	Ni, handelsübliche Stangen	5,29	0,80
Bi, gestoßen . . . . .	35,35	1,58	3,3	Ni, reine Drähte . . . . .	5,25	0,80
Cd, „ . . . . .	14,17	1,06	1,08	Pd, gezogene Stangen . . .	5,19	0,80
Cd, Gußstück . . . . .	19,54	1,10	1,89	Pd, „ Drähte . . . . .	5,28	0,80
Cd, Kahlbaum, Einkristall . .	8,57	0,88	—	Pt, „ Stangen . . . . .	3,05	0,00
Ca, Gen. Electr. Comp. . . .	59,46	1,64	0,62	Pt, „ Drähte . . . . .	3,60	1,00
Ca, Prof. Bidwells . . . . .	56,97	1,66	4,5	K . . . . .	365,5	23,0
Ce, gestoßen . . . . .	35,74	1,06	—	Mg, gezogene Stangen . . .	9,87	0,90
Co, Drähte . . . . .	5,39	0,78	0,48	Na . . . . .	156,2	7,8
Cu, Bureau of Standards . .	7,19	0,72	0,67	Sr . . . . .	81,87	1,78
Cu, handelsüblich, ungeglüht .	7,32	0,74	0,31	Ta, Drähte . . . . .	4,79	0,10
Cu, „ gegläht . . . . .	7,29	0,74	0,36	Sn, gestoßen . . . . .	19,53	0,98
Ge, gegossen . . . . .	13,78	0,98	—	Sn, Gußstück . . . . .	17,01	0,60
Au, kurze Proben . . . . .	5,78	0,74	—	W, gezogene Drähte . . . .	3,15	1,02
Au, lange „ . . . . .	5,77	1,08	—	W, Stangenform . . . . .	2,93	1,02
Fe, rein . . . . .	5,87	0,70	0,97	Te, Einkristall . . . . .	—7,1	—
Tb, Gußstück . . . . .	23,73	1,46	1,51	Tl, gestoßen . . . . .	34,2	3,36
Th, gestoßen . . . . .	23,05	1,04	1,46	U, gewalzte Platte . . . .	9,66	0,52
Li, „ . . . . .	86,92	2,24	3,3			

in der 4. Reihe die Änderung des Wärmeausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  mit dem Druck angegeben. — In theoretischen Erörterungen nimmt dann der Verf. in einem Metallkristall eine dem NaCl analoge Gitteranordnung an, indem er die Gitterpunkte abwechselnd mit Ionen und Elektronen besetzt denkt. Jedoch läßt sich die Abstoßung nicht exakt nach der Bornschen Theorie berechnen.

K. BECKER.

**Albert M. Portevin.** The structure of eutectics. *Engineering* **115**, 447—480, 1923, Nr. 2989. Es soll eine methodische Einteilung der Struktur der binären Eutektika gegeben werden. Gewöhnlich werden sie definiert als eine feinkörnige Mischung zweier Komponenten, die sich durch gleichzeitige Erstarrung oder Kristallisation in Lamellen abscheiden. Im einzelnen werden nun untersucht die Größe der Teilchen, ihre Form und relative Verteilung, sowie ihre Entstehung. Ihre Größe hängt von der Abkühlungsgeschwindigkeit ab, doch ist sie immer geringer als die der nicht-eutektischen Komponenten. Lamellenstruktur ist durchaus nicht die Regel. Es lassen sich vielmehr eine Reihe von Typen unterscheiden: 1. Reguläre Kristalle der einen Komponente, die in der Grundmasse der anderen verteilt sind. 2. Sie können ersetzt werden durch dendritische oder skelettähnliche Kristalle; a) reguläre Dendriten oder baumähnliche Bildungen, die von der Abscheidung längs der Kristallachsen herrühren; b) unregelmäßige oder schlecht ausgebildete Dendriten; c) skelettähnliche, aber nur zum Teil ausgebildete Kristalle. 3. Anordnung in eutektischen Kolonien, d. h. in mehr oder minder kugeligen komplexen Körnern; bei schwacher Vergrößerung erscheinen sie als polyedrisches Netzwerk, bei stärkerer als strahlenförmige divergierende Haufen dicht gepackter, gewindeähnlicher Teilchen. Betreffs der vielen hierüber mitgeteilten Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden. Unterschieden werden folgende Untergruppen: a) strahlenförmige, korallenähnliche Gebilde, deren Größe und Entwicklung sich von innen nach außen ändert; b) fächerähnliche Anordnung; c) Anordnung in parallelen Haufen. 4. Körnige Struktur ist nicht bei den Metallen, sondern nur bei den aus zwei oder drei Komponenten bestehenden Mineralien gefunden.

BERNDT.

**W. Fraenkel.** Betrachtungen über Korrosion von Nichteisenmetallen. *ZS. f. angew. Chem.* **36**, 245—247, 1923, Nr. 37/38. Die chemische Korrosion ist bisher hauptsächlich an Kondensatorrohren aus Messing untersucht worden; sie hängt stark von der Temperatur ab. Im allgemeinen nimmt man an, daß abgelagerte schwer lösliche Salze (die selbst schon Korrosionsprodukte sind) den Angriff beschleunigen und zur Bildung von Löchern führen. Hierbei wird Zink herausgefressen, während das gleichfalls gelöste Cu vom Messing sofort wieder niedergeschlagen wird. Die Schutzmaßnahmen beruhen durchweg auf elektrolytischer Grundlage, auch Schutzanstriche sind verwendet, doch gibt es kein Allheilmittel. Die wissenschaftlichen Grundlagen sind schwierig, da es sich um Geschwindigkeits- und nicht um Gleichgewichtsgrößen handelt. Das Potential allein ist nicht maßgebend, da dann Lösungs- und Korrosionsgeschwindigkeit um so größer sein müßten, je unedler das Metall ist. Chemische Einwirkungen, vor allem durch gelösten  $O_2$  oder  $CO_2$ , sind von großem Einfluß. Auch in Mischkristallen sind Potentialsprünge zu erwarten, falls, wie in technischen Legierungen, kein Platzwechsel der Atome erfolgen kann.

BERNDT.

**Georges Friedel.** Sur les corps cholestériques. *C. R.* **176**, 475—478, 1923, Nr. 8. [S. 829.]

SCHULZ.

**H. Brunswick.** Die Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Untersuchungen in Neubabelsberg. *ZS. f. angew. Chem.* **36**, 255—257, 1923, Nr. 37/38. [S. 796.]

BERNDT.

## 5. Elektrizität und Magnetismus.

**Paul Kirkpatrick.** A continuously variable rheostat with constant contacts. Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 195—196, 1923, Nr. 2. Der hier beschriebene Quecksilberrheostat erlaubt eine gut reproduzierbare Einstellung von Bruchteilen eines Ohms. Er besteht aus einem weiteren mit Quecksilber gefüllten Rohre, in welchem eine engere Röhre, in verschiebbarer Länge, eingesetzt ist. In diese taucht ein Eisenstab ein, dessen oberes Ende die eine Kontaktstelle bildet, die andere befindet sich im Quecksilberreservoir. Mit der Verschiebung der engeren Röhre kann der Widerstand geändert werden. Der maximale Widerstand beträgt 0,1 Ohm. Der Rheostat trägt eine Stromstärke von 3 Amp. noch ohne Erwärmung. RONA.

**Enoch Karrer and A. Poritsky.** An improved slide wire resistance. Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 277—279, 1923, Nr. 3. Der Widerstand ist ein Eindrahtrheostat, so konstruiert, daß die beiden Enden des Drahtes in je einen Schlitz hineingeschoben werden können, durch welche Anordnung verschieden starke Drähte verwendet werden können, um größere Meßbereiche zu erhalten. Die Verf. benutzten Drähte von 0,05 cm Durchmesser, bis zu Bändern von  $2 \times 12$  cm Querschnitt. Als Gleitkontakt dienen ein paar Drähte, die so angeordnet sind, daß sie den Widerstandsdraht von beiden Seiten umgeben. Als Unterlage dient eine Schieferplatte. RONA.

**E. B. Moullin.** A direct-reading thermionic voltmeter, and its applications. Journ. Inst. Electr. Eng. 61, 295—307, 1923, Nr. 315. Es wird die technische Ausführung eines Röhrenvoltmeters für kleine Wechselspannungen beschrieben, das in zwei Schaltungen geliefert wird. Die eine entspricht der bekannten Audionschaltung, wobei es infolge des vor dem Gitter liegenden Kondensators möglich ist auch in solchen Kreisen zu messen, die einen übergelagerten Gleichstrom führen. Die andere Anordnung ist einfacher, sie arbeitet ohne Anodenbatterie. Die zu messende Spannung wird an das auf  $-1,6$  V gehaltene Gitter angelegt. In beiden Fällen wird der Anodenstrom mit einem hochempfindlichen Zeigergerät gemessen und der Ausschlag in Volt geeicht. Das Gerät erlaubt etwa von 0,4 bis 1,5 V zu messen. Der Heizstrom wird durch Beobachtung des Emissionsstroms eingestellt, wobei sich zugleich die richtige Gittervorspannung ergibt. — Sodann wird die Leistungsaufnahme eines Gleichrichters und die durch das Gerät verursachte Dämpfung berechnet. Seine Vorzüge sind der hohe innere Widerstand und die fast vollkommene Unabhängigkeit von der Frequenz. Anwendungen für die Meßtechnik werden besprochen. MÜHLBRETT

**Franz Wever.** Eine Glühkathoden-Röntgenröhre für Debye-Scherrer-Aufnahmen. ZS. f. Phys. 14, 410—412, 1923, Nr. 6. Konstruktionsangaben über ein im Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung seit längerer Zeit bewährtes Glühkathoden-Metallrohr. Der Körper besteht aus gezogenem Messing mit Bleihülle; dazwischen Wasserkühlung, ebenso wie bei der auswechselbar durch Schliff eingesetzten Antikathode. Die gleichfalls mit Schliff eingesetzte Glühkathode sitzt an einem Glasteil, der auch den Pumpansatz angeblasen enthält. Die Röhre wird bei 45 bis 50 kV mit 10 bis 20 mA betrieben und soll auch höhere Belastungen vertragen. BERG.

**J. Errera.** Etude du pouvoir inducteur spécifique des solutions colloïdales. Journ. de phys. et le Radium (6) 3, 401—410, 1922, Nr. 11. Verf. untersucht die Frage, ob die Dielektrizitätskonstante einer kolloidalen Lösung verschieden ist von derjenigen des Dispersionsmittels. Seine Apparatur lehnt sich an die von



V. Hertwig modifizierte Nernstsche an. Als Beispiel untersucht er 1,4 prozentige wässrige Lösung von  $V_2O_5$  und findet den hohen Wert von 81 auf Wasser bezogen. Dieser Wert tritt erst nach einiger Zeit nach der Herstellung des Sols auf. Die Variation der Werte der D.K. als Funktion der Verdünnung gibt eine charakteristische Kurve. Die hohen Werte der D.K. scheinen dieselbe Ursache zu haben, wie die optische Anisotropie. Um Doppelbrechung hervorzurufen, muß eine äußere Kraft orientierend wirken. Hier geht von dem elektrischen Felde die orientierende Wirkung und damit die Erhöhung der D.K.-Werte aus. Die hohen D.K.-Werte ebenso wie die Doppelbrechung treten nur nach Altern des Kolloids auf, auch die Temperatur wirkt im selben Sinne wie bei der Anisotropie.

RONA.

M. Pirani und W. Fehse. Über Herstellung und Eigenschaften von reinem Graphit. ZS. f. Elektrochem. 29, 168—174, 1923, Nr. 4 (7/8). [S. 806.] GAISSEER.

Edgar Newbery. Hydrogen overvoltage. Criticism of the Papers by Mac Innes, Adler and Contieri. Journ. Amer. Chem. Soc. 42, 2007—2011, 1920, Nr. 10. Die von Mc Innes, Adler und Contieri im Journ. Amer. Chem. Soc. 41, 1919 und 2013, 1919 veröffentlichten Arbeiten werden einer Kritik unterzogen. Es werden sowohl gegen die Ausführung der Versuche als auch gegen die Begründung derselben Einwendungen erhoben, von denen einige weiter ausgeführt werden. 1. Die Definition in der ersten Abhandlung ist falsch, denn die Spannung einer Elektrode, an welcher molekularer Wasserstoff aus H-Ionen gebildet wird, hängt nicht nur von der Überspannung, sondern auch von der angewandten EMK, dem Widerstand des Elektrolyten und besonders vom Leitungswiderstand ab. 2. Den oben genannten Autoren ist bei der wahren Überspannung an Platin ein Mißverständnis unterlaufen. Diese geben an, daß an polierter Platinelektrode eine Überspannung bis zu 0,1 Volt aufzutreten könne, wogegen diese an platinisiertem Platin beinahe Null ist. Dagegen führt der Verf. an, daß Platin vier Überspannungen aufweist entsprechend seinen vier Valenzen 0, 8, 4 und 2; diese sind ungefähr 0,0, 0,18, 0,45 und 0,65 Volt, und zwar am polierten Platin sowohl als am platinisierten. 3. Die Bildung von Gasblasen hängt nur von den Oberflächenbedingungen ab und hat nichts mit der Überspannung zu tun. 4. Die vorgeschlagene Theorie ist nicht imstande, die Abhängigkeit der Überspannung von der Valenz, den plötzlichen raschen Wechsel der Überspannung bei einem Metall wie Iridium, die bemerkenswerte konstante Überspannung bei Metallen wie Thallium auch bei größter Variation der Stromdichte und Zeit, die hohe „metallische Überspannung“ an Eisen, Nickel, Kobalt bei den Fällungen aus ihren Salzlösungen, die periodische oder permanente Passivität und manche andere Elektrodenerscheinungen zu erklären, welchen allen schon durch die Theorie der Hydride und höheren Oxyde Rechnung getragen wird. 5. Die Wirkung des äußeren Drucks auf die wahre Überspannung ist meistens Null, da durch Drucke von 100 Atm. oder mehr auf Wasserstoff oder Sauerstoff keine Änderung hervorgebracht wird. Die von den zitierten Autoren gemachten Beobachtungen rühren von den Änderungen des Leitungswiderstandes her. Wenn diese Verff. sich überzeugen könnten, daß bei ihren experimentellen Arbeiten die Überspannung vernachlässigt werden kann, und daß es der Leitungswiderstand ist, der in der Hauptsache gemessen wird, so könnten noch manche interessante Tatsachen beobachtet werden. So könnte gezeigt werden, daß die Spannung von der Blasenbildung abhängt. Glatte Oberflächen (wie z. B. beim Quecksilber) zeigen das am besten, selbst wenn hohe Stromdichten angewandt werden. Dies wurde vom Verf. schon früher beobachtet, aber erst jetzt eingehend besprochen.

Die Gleichung

$$ME = \frac{3RT}{2pr} \nu$$

könnte als mathematische Grundlage dienen, um das Wesen des Leitungswiderstandes zu erklären. Um sie bei anderen Metallen als Platin anwenden zu können, müßte die wahre Überspannung berücksichtigt werden, d. h. diese direkt bestimmt und dann eliminiert werden. Was den Einfluß des Drucks auf den Leitungswiderstand betrifft, so glaubt der Verf. kaum, daß die Annahme zutrifft, daß sie durch den äußeren atmosphärischen Druck richtig wiedergegeben wird.

GAISSER.

**G. M. J. Mac Kay and E. E. Charlton.** The luminous electrical discharge in sodium vapor. *Phys. Rev.* (2) **21**, 209—210, 1923, Nr. 2. Für eine Entladung in Natriumdampf in einer Kugelröhre aus Pyrexglas von 18 cm Durchmesser mit Glühdrahtkathode und Scheibenanode aus Nickel wird (für eine Temperatur von 267°) die Lichtökonomie bestimmt. Die Ergebnisse sind in der Tabelle zusammengestellt:

Volt . . . . .	10	14	19	30	100	200
Ampere . . . . .	0,081	0,223	0,525	0,810	0,475	0,510
Kerzenstärke . . . . .	5,1	27,2	115	201,5	163,5	269,5
Watt/Kerzenstärke . . . . .	0,16	0,12	0,09	0,12	0,29	0,38

Die Entladung hat den Charakter der Glimmentladung, das Leuchten erfüllt die ganze Kugel, vermutlich infolge der starken optischen Resonanzstrahlung; für diese allein ergibt sich eine Ökonomie von 0,09 Watt/Kerzenstärke.

SEELIGER.

**C. E. Guye and J. J. Weigle.** Potentiel disruptif dans les gaz aux pressions élevées et champ moléculaire. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) **5**, 19—36, 1923, Jan./Febr. Anschließend an eine Untersuchung von Mercier und Hammerschaimb (diese Ber. **2**, 458, 1921) und an eine Reihe früherer Arbeiten von Guye (diese Ber. **3**, 575, 1051, 1320, 1922) beschäftigen sich die Verf. mit der weiteren Untersuchung der Abweichungen vom Paschenschen Gesetz bei hohen Drucken und der Frage, wie weit dafür die Störungen des reinen elektrostatischen Feldes durch Raumladungen und durch das Eigenfeld der polarisierten Gasmoleküle verantwortlich zu machen sind. Die experimentelle Anordnung schließt sich eng an die in der oben erstgenannten Arbeit benutzte an; vor allem kommt es, um die Wirkung der polarisierten Gasmoleküle abtrennen zu können, auf eine Zerstreuung der Raumladungen an, die durch kräftige Ionisierung der Entladungsstrecke durch Röntgenstrahlen und insbesondere durch das bereits in den früheren Untersuchungen benutzte hübsche Mittel erreicht wird, die Entladung nicht in ruhendem, sondern in strömendem Gas vor sich gehen zu lassen. Nach eingehenden Kontrollversuchen über allenfallsige Störungen durch die Ionisation und die Gasströmung werden die Messungen des Funkenpotentials in  $\text{CO}_2$  für Drucke zwischen 1 und 50 Atm. angestellt und ergeben, wenn auch nicht bedeutende, so doch deutliche Abweichungen vom Paschenschen Gesetz: Das Funkenpotential  $V$  als Funktion des Produktes  $p \cdot d$  aus Druck und Stromstärke steigt nicht genau linear an und liegt für  $d = 1$  mm etwas höher als für  $d = 0,5$  mm. Trägt man  $V$  auf als Funktion des Produktes  $\delta \cdot d$  aus Dichte und Elektrodenabstand, so ergeben sich stärkere Abweichungen sowohl von der Linearität wie zwischen den Werten für  $d = 1$  und  $d = 0,5$ . In einem zweiten Teil werden theoretische Überlegungen, welche die Mitwirkung des Molekularfeldes berücksichtigen sollen, in Aussicht gestellt.

SEELIGER.

**J. Keith Roberts.** The Relation between the Evolution of Heat and the Supply of Energy during the Passage of an Electric Discharge through Hydrogen. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **102**, 72—88, 1922, Nr. 714. In einer Glimmentladung gewöhnlicher Art in Wasserstoff unter Entladungsbedingungen,

bei denen die positive Säule unterdrückt ist, mißt der Verf. die sekundlich entwickelte Wärme kalorimetrisch. Die Entladungsröhre befindet sich zu diesem Zweck in einem als Kalorimeter dienenden, mit Öl gefüllten Dewarschen Gefäß, das seinerseits in einen elektrisch geheizten Thermostaten eingebaut ist. Auf die kalorimetrische Messung wird besondere Sorgfalt verwendet und eingehend werden die Meßmethode und die Fehlerquellen diskutiert; die Endfehler überschreiten nach Angabe des Verf. nicht 2 Prom. Andererseits wird der elektrische Energieverbrauch bestimmt aus Strom und Spannung an der Entladungsröhre; als Stromquelle dient eine Hochspannungsmaschine von 5000 Volt; eine Glühkathodenröhre, die im Gebiet des Sättigungsstromes beansprucht ist und in Serie mit der Maschine und der Entladung liegt, hat sich dabei als Mittel zur Konstanthaltung der Spannung gut bewährt. Als Resultat ergibt sich innerhalb der Meßgenauigkeit (von einigen Promille), daß die gesamte Stromarbeit in der Entladung in Wärme umgewandelt wird. Zu weitergehenden theoretischen Schlüssen, die ursprünglich Veranlassung zu der vorliegenden Arbeit gegeben haben, reicht die Genauigkeit der Messungen noch nicht aus. SEELIGER.

**M. Scott.** The low voltage mercury arc. Phys. Rev. (2) **21**, 204, 1923, Nr. 2. Kurze Mitteilung über den Zusammenhang zwischen dem Entladungspotential und der Temperatur (d. h. dem Druck) der Entladungsröhre. Mit zunehmender Temperatur nimmt das Potential ab, z. B. um 6 bis 7 Volt, wenn die Temperatur von 120° auf 250° gesteigert wird, was einer Steigerung des Druckes von 1 auf 75 mm entspricht. SEELIGER.

**Frank Horton and Ann Catherine Davies.** A Spectroscopic Investigation of the Ionisation of Argon by Electron Collisions. Proc. Roy. Soc. London (A) **102**, 131—150, 1922, Nr. 715. Die Verf. bestätigen die in einer früheren Arbeit (Proc. Roy. Soc. (A) **97**, 1, 1920) erhaltenen Werte der kleinsten Resonanzspannung und der kleinsten Ionisierungsspannung für Argon von 11,5 Volt bzw. von 15,1 Volt. Das Versuchsrohr enthielt drei Wolframfäden, von denen einer als Elektronenquelle diente, und eine Platinanode. Die an den Potentialdifferenzen anzubringende Korrektur wurde bei der Aufnahme des Gesamtstromes so bestimmt, daß zwischen dem negativen Ende des Glühdrahtes und der Anode die negative Potentialdifferenz bestimmt wurde, bei der der Strom Null wurde. Bei Aufnahme der Ionisierungskurven in Abhängigkeit von der Spannung wurde die negative Spannung zwischen einem der kalten Wolframdrähte und dem negativen Ende des Glühdrahtes, bei der Elektronen den kalten Draht nicht mehr erreichen konnten, als Korrektur ermittelt. Diese Korrektur war unabhängig davon, ob die kalten Wolframfäden oder die Platinanode als dritte Elektrode verwendet wurde, ferner war sie unabhängig von der Spannung zwischen Glühkathode und der jeweiligen Anode bei Variation der Spannung von Null bis zur ersten kritischen Spannung. — Die Stromspannungskurven zeigten bei Erhöhung der Spannung einen geringen Anstieg bei 11,5 Volt, nach der Meinung der Verf. hervorgerufen durch die Resonanzstrahlung des Argons auf eine Verunreinigung des Gases. Bei etwa 15 Volt, der Ionisierungsspannung, steigt die Kurve rascher an. Einige Volt über diesem Punkt ergibt sich ein plötzlicher scharfer Anstieg des Stromes, hervorgerufen durch die Steigerung des Elektronenstromes nach Aufhebung der Raumladung. Hierbei erschienen alle helleren Linien des ersten Argonspektrums gleichzeitig. Verminderte man die Spannung, so trat eine entsprechende große Abnahme des Stromes ein, aber die Spannung, bei der dies eintrat, erstreckte sich über einen ebenso großen Bereich wie die Spannung für das Verschwinden der Linien des roten Spektrums. Aus vielen Beobachtungen ziehen die Verf. den Schluß, daß das rote Spektrum beim Überschreiten der Ionisierungsspannung auftritt. Nur bei hohen



Drucken und starken Elektronenströmen konnte das rote Spektrum beim Herabregulieren der Spannung unter 15 Volt aufrecht erhalten werden, was durch aufeinanderfolgende Stöße auf angeregte Atome erklärt werden kann. Bei höchster Glut des Wolframfadens konnte die Spannung sogar unter die Anregungsspannung des Argons bis zu 6,5 Volt erniedrigt werden, ohne daß das rote Spektrum verschwand. Der niedrigste Wert für das Auftreten des roten Spektrums müßte nach den Verff. die Spannung sein, die zur Ionisierung eines angeregten Atoms nötig ist, d. h.  $15,1 - 11,5 = 3,6$  Volt. — Bei Erniedrigung der Spannung von 25 Volt an abwärts nahm die Helligkeit der Linien des roten Spektrums ab, stieg aber wieder bei Verminderung der Spannung von 19 auf 16 Volt. Die Linien  $\lambda$  7067,5 und  $\lambda$  6965,8 zeigten diese Erscheinung nicht, wohl aber die Linien  $\lambda$  4510,9,  $\lambda$  4345,3,  $\lambda$  4272,3 und Linien weiter im Blauen und im Violett. Bei Erhöhung des Elektronenstromes wurde die Helligkeit der Linien in Rot, Gelb und Grün mehr gesteigert als die der blauen und violetten Linien. — Für das Auftreten des blauen Spektrums wurden die Grenzwerte 19 und 34 Volt durch spektroskopische Beobachtungen und Aufnahmen festgestellt. Bei 19 Volt traten z. B. die Linien 4430,4 und 4426,2 auf, von 19 bis 24 Volt stieg ihre Intensität und blieb dann bis 34 Volt konstant. Von 34 bis 42 Volt nahmen dann die Linien des blauen Spektrums in ihrer Helligkeit stark zu und übertrafen die Linien des roten Spektrums. Der Elektronenstrom wurde hierbei durch die Heizung des Glühdrahtes konstant gehalten. Die Stromspannungskurven zeigen bei 0,75 mm Argon und 7 mm Anodenabstand einen Anstieg des Stromes bei 30 Volt, d. h. bei der doppelten Ionisierungsspannung. Bei 0,024 mm Druck und 2 mm Anodenabstand konnte nur ein Anstieg bei 34 Volt festgestellt werden, der auf die Bildung eines doppelt ionisierten Argonatoms durch gleichzeitige Abtrennung zweier Elektronen schließen läßt. Die Differenz  $35 - 15 = 19$  Volt muß die geringste Spannung sein, um ein zweites Elektron von einem bereits ionisierten Atom abzutrennen. Die Werte von 19 und 34 Volt stimmen also mit den spektroskopisch bestimmten Grenzwerten für das Auftreten des blauen Spektrums überein und stützen die Annahme, daß das blaue Spektrum bei Rekombination von doppelt ionisierten Argonatomten mit Elektronen entsteht. Es wurde weiter gefunden, daß gewisse Linien des blauen Spektrums eine größere Anregungsenergie benötigen, daß also zu ihrer Anregung mehr als zwei Elektronen abgetrennt werden müssen. Die Einteilung gewisser Linien des blauen Spektrums durch Stark in zweiwertige und dreiwertige werden nicht durch die Resultate der Bestimmungen ihrer Anregungsenergie bestätigt. — Soweit aus dem beschränkten Beobachtungsmaterial geurteilt werden kann, ist es wahrscheinlich, daß die Ionisierungsspannung von 15,1 Volt zu einer der Absorptionsgrenzen der *M*-Strahlung in analoger Weise in Beziehung steht, wie die Ionisierungsspannung des Heliums zu den Absorptionsgrenzen der *K*-Strahlung und die des Neons (16,7 Volt) zu den Absorptionsgrenzen der *L*-Strahlung.

PARTZSCH.

**Joseph Lévine.** L'hydrogène triatomique et les dépressions. C. R. 176, 705—706, 1923, Nr. 10. Es wird ein etwas mystisch anklingender Zusammenhang zwischen „elektrischen Ausströmungen“ (effluves électriques), dreiatomigem Sauerstoff und Wasserstoff, Polarlichtern, Erdmagnetismus einerseits und atmosphärischen Depressionen andererseits behauptet. Eine physikalische Grundlage geht aus der vorliegenden kurzen Mitteilung nicht hervor.

CONRAD.

**A. Ll. Hughes and P. Lowe.** Intensity relations in the hydrogen spectrum produced by electron impacts. Phys. Rev. (2) 21, 202, 1923, Nr. 2. [S. 834.]

P. P. KOCH.

**Lothar Hock.** Die Einwirkung elektrischer Glimmentladungen auf fetter Öle (Voltolverfahren). ZS. f. Elektrochem. **29**, 111—119, 1923, Nr. 3 (5/6). Die Veränderungen, welche das in Voltol verwandelte Fischöl erfahren hat, lassen sich dahin deuten, daß die in dem von Glimmlicht erfüllten Raume auf die Oberfläche des Öls aufprallenden Ionen und Elektronen höchstwahrscheinlich die Doppelbindungen der ungesättigten Fettsäuren sprengen und dadurch Bildung von polymerisierten Molekülen veranlassen, die in mehr oder minder großem Betrage kolloid gelöst werden. Der kolloide Zustand ist die wesentliche Ursache für die starke Erhöhung der inneren Reibung. Wasserstoffgas erweist sich als Gasfüllung der Voltolröhren sowohl dem Argon als auch dem Stickstoff überlegen, ist aber trotz seiner chemischen Reaktionsfähigkeit gegen das Öl auch völlig entbehrlich. KAUFFMANN.

**Hilda Fonovits-Smerekker.** Die Zahl der von einem  $\alpha$ -Teilchen von RaC erzeugten Ionenpaare. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. 146. J.-A. Wien. Ber. **131** [2a], 355—363, 1922, Nr. 4/5. Vgl. das Autor-Referat diese Ber. S. 356. K. W. F. KOHLRAUSCH.

**Robert N. Pease.** Atoms and Electrons. Nature **110**, 379—380, 1922, Nr. 2759. [S. 799.] SMEKAL.

**J. Hahn.** Über die Auslösung von Sekundärstrahlen beim Durchgang von Kanalstrahlen durch feste Körper. ZS. f. Phys. **14**, 355—368, 1923, Nr. 6. In vorliegender Arbeit wird die von H. Rausch von Traubenberg und J. Hahn (ZS. f. Phys. **9**, 356, 1922) beobachtete Elektronenemission an der Rückseite der von Wasserstoffkanalstrahlen durchsetzten Goldfolien näher untersucht: hinsichtlich ihrer Ausbeute für ein auftreffendes primäres Kanalstrahlteilchen unter Benutzung eines geeigneten Auffängers, hinsichtlich ihrer Geschwindigkeit mit Hilfe der Gegenfeldmethode. Ferner wird das Verhältnis der an beiden Seiten der Folien ausgelösten Elektronenmengen gemessen. Neben der negativen Sekundärstrahlung wird an der Austrittsseite der Kanalstrahlen im Zusammenhang mit der Zerstäubung auch eine positive Sekundärstrahlung beobachtet. — Für die Ausbeute an Sekundärelektronen an der Rückseite der Folien ergibt sich ein exponentielles Ansteigen der Ausbeutecurven mit wachsender Primärstrahlgeschwindigkeit nach einem ähnlichen Gesetz, wie es Richardson für den glühelektrischen Sättigungsstrom in Abhängigkeit von der Temperatur fand. — Die Geschwindigkeit der ausgelösten Elektronen ist keine einheitliche; es wird vielmehr eine Geschwindigkeitsverteilung gefunden, bei der die Elektronen kleinster Geschwindigkeit erheblich in der Überzahl sind. Mit wachsender Geschwindigkeit der auslösenden Kanalstrahlen nehmen zwar die prozentualen Beträge der Elektronen kleiner Geschwindigkeit ab, die der höheren zu, aber so, daß noch die Mehrzahl der Elektronen ganz kleine Geschwindigkeiten (0 bis 10 Volt) behält. — Der Vergleich zwischen der an der Eintritts- und der an der Austrittsseite ausgelösten Elektronenmenge zeigt, daß das Verhältnis beider mit wachsender Primärstrahlgeschwindigkeit zugunsten der Austrittsstrahlung zunimmt und sich bei 25 000 Volt beschleunigender Spannung an der Röhre dem Werte „Eins“ nähert und bei Vermeidung der bei dieser Messung störenden Fehlerquellen wahrscheinlich noch größere Werte annehmen wird. J. HAHN.

**G. P. Thomson.** The Scattering of Hydrogen Positiv Rays, and the Existence of a Powerful Field of Force in the Hydrogen Molecule. Proc. Roy. Soc. London (A) **102**, 197—209, 1922, Nr. 715. Die Anordnung der Versuche war derart, daß die Strahlen, in einer Entladungsröhre erzeugt, durch magnetische und elektrische

Kraftfelder analysiert wurden, der Rest der von einer geschlitzten Blende nicht hindurchgelassenen Strahlen wurde durch einen Raum, der das zerstreue Gas enthielt, geschickt und dann in einem Faradayschen Zylinder aufgenommen, welcher hinter einem Spalt von verstellbarer Weite angebracht war. Der Versuch bestand nun darin, zu erfahren, wie die im Faradayschen Zylinder erhaltene Ladung sich mit der Weite des Spaltes ändert, wenn diese größer als der geometrische „Schatten“ des Spaltes in der Blende gemacht wurde. Einige Strahlen, die außerhalb dieses Schattens lagen, mußten zerstreut worden sein. Die Energie der Strahlen war etwa 10 000 Volt; der Druck des Gases im Zerstreungsraum wechselte zwischen 1,5 und 12 000 mm Hg. Die beobachtete Zerstreung war etwa  $10^0$ . Die Ergebnisse sind folgende: 1. Bei einem Druck von weniger als  $\frac{1}{100}$  mm erleiden positive Wasserstoffstrahlen von 10 000 Volt mittlerer Spannung eine sehr kleine Zerstreung bei einer Weite von 15 cm. 2. Diese Zerstreung ist viel größer (10- bis 20 mal), als theoretisch angenommen werden konnte. 3. Es muß deshalb ein Wassermolekül ein Kraftfeld in einer Entfernung von etwa  $10^{-8}$  von einem Kern sein, welches viel stärker ist, als angenommen werden konnte. 4. Ein weiterer Versuch läßt die Theorie der „Stoßstrahlen“ von Grimme und Königsberger anzweifeln.

GAISSER.

**Sebastian Geiger.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. 156. Untersuchung über die Temperaturabhängigkeit der Rubidiumstrahlung. Wien. Anz. 1923, S. 21, Nr. 6. „Der durch die Rubidiumstrahlung bewirkte Ionisationsstrom wurde bei 20 bis 22° C und bei — 165 bis — 190° C gemessen und innerhalb eines wahrscheinlichen Fehlers von 3 bis 4 Proz. als konstant gefunden. Die Rubidiumstrahlung ist daher innerhalb des genannten Temperaturbereichs als temperaturunabhängig zu bezeichnen und verhält sich ganz gleich wie die Strahlung spezifisch radioaktiver Stoffe“ (Autorreferat).

K. W. F. KOHLRAUSCH.

**J. Joly.** Haloes and Earth-History: A New Radioactive Element. Nature 109, 517—518, 1922, Nr. 2738.

**J. Joly.** Haloes and Earth History. Nature 109, 578—579, 1922, Nr. 2740.

**J. Joly.** The Small Haloes of Ytterby. Nature 109, 711, 1922, Nr. 2744. In den drei an die „Nature“ gerichteten Briefen bespricht Joly den Befund an Glimmer aus Ytterby und die aus demselben zu ziehenden Schlüsse. Er findet farblose Haloerscheinungen von ausnehmend geringem (0,005 mm) Radius, die er, im Hinblick auf Ringe gleicher Dimensionen, die er an Glimmer aus Arendal (beide Glimmer entstammen der archaischen Periode) nachweisen konnte, als durch  $\alpha$ -Strahlen eines radioaktiven Körpers, nachträglich durch Temperatureinflüsse gebleicht, entstanden ansieht. Diese  $\alpha$ -Strahlung hätte in Licht eine Reichweite von etwa 1,4 bis 1,5 cm, müßte also entsprechend der Geiger-Nutallschen Beziehung einem Strahler mit abnorm langsamem Zerfall entstammen, der mit den jetzt bekannten Familien (trotz gemeinsamen Vorkommens von Uran I-Ringen und den Ringen dieses Strahlers im Arendal-Glimmer) nichts gemein haben kann. Vielmehr müßte die Entstehungsgeschichte der beiden zugehörigen Haloringe in verschiedene Epochen verlegt werden. Joly schlägt den Namen „Hibernium“ für das neue Element vor. — In einem von Joly mitgeteilten Schreiben stellt S. Rosseland (Kopenhagen), gestützt auf theoretische Erwägungen, die Vermutung auf, es könne Hibernium identisch sein mit Yttrium. Demgegenüber verweist Joly auf zwei ihm bekannte Analysen des Itterbyer Glimmers, wonach zwar in einem Fall die Anwesenheit von Yttrium, in keinem Fall aber die Anwesenheit der dem Verschiebungsgesetz nach zu erwartenden Elemente Rubidium bzw. Strontium konstatiert wurde.

K. W. F. KOHLRAUSCH.



**P. Cermak.** Die Röntgenstrahlen. Mit 112 Abbildungen im Text. 130 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1923. Das Buch enthält eine kurze zusammenfassende Darstellung des gesamten experimentellen Tatsachenmaterials der Röntgenphysik und ist besonders dadurch wertvoll, daß auch die zahlreichen in ausländischen Zeitschriften in den letzten Jahren erschienenen schwer zugänglichen Arbeiten berücksichtigt sind. Im einzelnen werden behandelt: Bau der Röntgenröhren. Beugung der Röntgenstrahlen. Ionisationswirkung und chemische Wirkung. Bremsstrahlung und charakteristische Strahlung. Absorption und Sekundärstrahlung. Das Buch enthält zahlreiche bis zum Stand vom April 1922 ergänzte Tabellen und eine große Anzahl sehr instruktiver Figuren.

GLOCKER.

**Albert Nodon.** Sur l'action photogénique des ultraradiations. C. R. 174, 1061—1062, 1922, Nr. 16. Aus der lichtdichten Umhüllung einer photographischen Platte werden Fenster ausgeschnitten, die mit Folien aus Eisen, Zink, Aluminium und Magnesium bedeckt werden. Exponiert man nun die in der Hülle befindliche Platte im direkten Sonnenlicht, so erhält man keinerlei Schwärzung. Setzt man aber an Stelle der Metalle mit kleinem Atomgewicht solche von großem Atomgewicht, wie Blei und Uran, so tritt eine intensive Einwirkung auf die photographische Platte ein. Die Versuche im geschlossenen Raum, auch bei Nacht wiederholt, ergaben ein positives Resultat. Der Schwärzungseffekt unterlag Variationen, die mit der Ionisierungsstärke im geschlossenen Gefäß gleichen Verlauf zeigten. Über die Ausschaltung naheliegender Fehlerquellen bei der Verwendung von Blei und Uran spricht sich der Verf. nicht aus. Das Schwärzungsphänomen wird durch eine von der Sonnenstrahlung induzierte Sekundärstrahlung erklärt.

CONRAD.

**Emil Cohn.** Zur Elektrodynamik der Eisenkörper. ZS. f. Phys. 13, 48—58, 1923, Nr. 1/2. Das Referat über diesen Aufsatz, S. 473 dieser Berichte, ist durch ein Mißverständnis entstellt. Ich gebe im folgenden den tatsächlichen Inhalt wieder. — Die magnetische Induktion  $\mathfrak{B}$  wird allgemein als Summe einer permanenten Magnetisierung  $\mathfrak{M}$  und einer induzierten  $\mu \mathfrak{H}$  angesetzt, wo  $\mathfrak{H}$  die Feldstärke ist:  $\mathfrak{B} = \mathfrak{M} + \mu \mathfrak{H}$ . Im einzelnen wird angenommen: in permanenten Magneten ist  $\mathfrak{M} = \text{const}$ ,  $\mu = \text{const}$  (a); für weiches Eisen gilt  $\mathfrak{M} = 0$ ,  $\mu = f(H)$  (b); in (a) oder in (b) ist als Spezialfall enthalten  $\mathfrak{M} = 0$ ,  $\mu = \text{const}$ , was für alle nicht-ferromagnetischen Körper gilt. Dieser Ansatz entspricht der Erfahrung mit sehr guter Näherung für fast alle praktisch vorkommenden Fälle, bei Meßinstrumenten sowohl wie in der Starkstromtechnik. — Soweit der Ansatz gilt, gibt es, wie gezeigt wird, eine Funktion (vom Verf. magnetische Kräftefunktion genannt), deren Differentialquotienten nach den Koordinaten, den Stromstärken, den magnetischen Mengen bzw. die mechanischen Kräfte der quasi-stationären Felder, die Induktionsflüsse, die magnetischen Potentialwerte ergeben. Die unter den üblichen speziellen Annahmen geltenden Ausdrücke für Energie, Kräfte, Spannungen, sowie die bekannten Äquivalenz-, Reziprozitäts- und Kopplungssätze finden sich hier in allgemeinerer und einheitlicher Fassung wieder.

EMIL COHN.

**Ricardo Gans.** Material magnético para campos de alta frecuencia. Contr. Est. de las ciencias físicas y matemáticas, Univers. de la Plata Ser. mat.-fis. 3, 77—84, 1922, Nr. 2 (Nr. 53). Es wird die magnetische Permeabilität  $\mu'$ , die magnetische Leitfähigkeit  $g'$  und die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon'$  einer Mischung aus Eisen und Paraffin unter der Voraussetzung berechnet, daß die Eisenteilchen Kugelgestalt haben und nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit verteilt sind. Es ergibt sich:  $\mu' = 1 + 3\varphi/(1 - \varphi)$ ;  $g' = \frac{18\pi^2}{5} n^2 \lambda a^3 \varphi/(1 - \varphi)^2$ ;  $(\epsilon' - 1)/(\epsilon' + 2) = (\epsilon - 1)/(\epsilon + 2) + 3\varphi/(\epsilon + 2)$ . Dabei

bedeutet  $\lambda$  die elektrische Leitfähigkeit des Eisens,  $\epsilon$  die Dielektrizitätskonstante des Paraffins,  $a$  den Radius der Eisenteilchen,  $n$  die Schwingungszahl/sec und  $\varphi$  das Volumen des Eisens in  $1 \text{ cm}^3$  der Mischung. BERNDT.

**Ramón G. Loyarte.** Comportamiento magnético del polvo de hierro para oscilaciones. Contr. Est. de las ciencias físicas y matemáticas, Univers. de la Plata Ser. mat.-fis. 3, 193—206, 1922, Nr. 2 (Nr. 53). Bei schnellen Schwingungen tritt eine Schwächung des Magnetfeldes des Eisens durch die Felder der Foucaultströme ein. Die Versuche von Braun und Zenneck hatten die Überlegenheit von Kernen aus Eisenpulver gegenüber massiven Eisenstäben ergeben, aber doch einen großen Energieverlust festgestellt. Dieser wird auf die starken verwendeten Felder zurückgeführt, die zu Funkenübergang zwischen den Teilchen Veranlassung gaben. Die Permeabilität des Eisenpulvers und der dadurch hervorgerufene Energieverlust, gegeben durch das logarithmische Dekrement der Schwingungen, wurde in einem Kreis II ermittelt, der durch Wiensche Stoßfunken erregt wurde. Die Schwingungszahl und die Dämpfung wurden durch einen Kreis III vermittelt der Resonanzkurven beobachtet. Zur Bestimmung des Induktionsflusses bestand Kreis II aus zwei Spulen; in eine wurde der Stab aus Eisenpulver, in die andere ein Holzstab gesteckt; beide trugen identische Sekundärspulen, die nacheinander über einen Kupfersulfatwiderstand an ein Thermokreuz gelegt wurden, das an ein Galvanometer angeschlossen war. Untersucht wurden Stäbe aus: 1. Eisenpulver und Paraffin; 2. mit Paraffin eingeschmiertes Pulver, das zusammengepreßt wurde; 3. Eisenpulver, das nur durch sein Eigengewicht zusammengedrückt wurde; 4. grobkörniges, gesiebtes Eisenpulver. Der mittlere Durchmesser der Teilchen des zu den drei ersten Stäben benutzten (durch Reduktion erhaltenen) Pulvers betrug  $0,013 \text{ mm}$ , beim grobkörnigen  $0,1 \text{ mm}$ . Die Versuche ergaben, daß der Energieverbrauch in diesen Stäben aus Eisenpulver sehr gering ist. Ersetzt man ihn durch einen magnetischen Widerstand, so hat dieser Werte von  $2,19$  bis  $18,9 \cdot 10^{-6}$  für die vier Stäbe. Für die Schwingungszahlen  $4,7$  und  $2,7 \cdot 10^5$  ergab sich die Permeabilität zu  $2,5$  bis  $3,3$ , während die statische zu  $3,9$  bzw.  $4,5$  in Feldern von  $2,2$  und  $43,8 \text{ Gauß}$  bestimmt wurde. BERNDT.

**A. Pérot.** Appareil pour la mesure rapide des éléments du champ magnétique terrestre. Soc. Franc. de phys., Nr. 179, 151 S—152 S, 1922. Der Apparat besteht aus zwei Spulen von rechteckigem Querschnitt; die eine kann rasch (etwa 200mal in der Sekunde) um eine Achse gedreht werden, welche parallel der langen Seite des Rechteckes ist. Die andere Spule, welche außerhalb der drehbaren angeordnet ist, ist fest; ihre Enden sind entsprechend an einen Verstärker, ein Telephon, einen Transformator gelegt; der sekundäre Teil desselben enthält einen Bleiglanz-detektor und ein Mikroamperemeter. Wenn die bewegliche Spule im Erdfelde gedreht wird, so entsteht im Telephon ein starkes Geräusch, und das Mikroamperemeter zeigt mehr als  $300$  Mikroampere an. Die Höhe und Stärke des Tones wächst mit der Umdrehungsgeschwindigkeit. Die Methode besteht darin, daß die Wirkung des Erdfeldes mit Hilfe von Strömen, welche durch die zwei zueinander rechtwinkligen Spulen (horizontal und vertikal) fließen, kompensiert wird. Die Methode erlaubt, die erdmagnetischen Elemente einfach zu berechnen; sie ist eine Nullmethode, wenn man die Ströme mit einem Potentiometer mißt. STÖCKL.

**K. W. Wagner und K. Küpfmüller.** Der Einfluß von Ungleichmäßigkeiten im Aufbau von Spulenleitungen auf den Wellenwiderstand. Archiv f. Elektrot. 9, 461—494, 1921, Nr. 11/12 (Mitteilungen aus dem Telegraphentechnischen

Reichsamt, Bd. 9, Berlin 1923). Die Ausbreitung von Wechselströmen (z. B. von Fernsprechströmen) auf langen Leitungen ist durch zwei komplexe Konstanten, den Wellenwiderstand und die Fortpflanzungskonstante bestimmt, die ihrerseits aus den Leitungskonstanten zu berechnen sind. Für homogene Leitungen haben die Größen als Funktionen der Frequenz einen glatten Verlauf. Das gilt auch noch für eine Leitung, in welche nach Pupin Spulen in regelmäßigen Abständen eingebaut sind. Mißt man den Wellenwiderstand an ausgeführten Leitungen dieser Art, so findet man jedoch, daß der Wellenwiderstand um den theoretischen Wert hin und her schwankt. Die Schwankungen liegen in der Größenordnung des Wellenwiderstandes selbst und erschweren die Benutzung der Leitung, vor allem in Verbindung mit Sprachverstärkern. — Zweck der vorliegenden Arbeit war erstens die Aufklärung der Ursachen der Schwankungen und zweitens die Angabe von Mitteln zu ihrer Beseitigung. Der erste Teil der Aufgabe wurde durch Messungen und Versuche an wirklichen und künstlichen Leitungen und durch Berechnungen gelöst. Es ergab sich, daß Verschiedenheiten in den elektrischen Konstanten der aus Spule und Leitungsabschnitt gebildeten Glieder der Leitung die Ursache der Abweichungen sind. Dabei ist besonders bemerkenswert, daß ganz geringe Ungleichförmigkeiten durch eine Art Resonanzwirkung große Abweichungen im Wellenwiderstand bewirken. Letztere treten in einer Leitung mit  $n$  Spulen an  $2n$  diskreten Frequenzwerten auf, nämlich den Eigenfrequenzen der offenen und der kurzgeschlossenen Leitung. — Die Ungleichförmigkeiten der elektrischen Leitungskonstanten beruhen zum Teil auf fabrikationstechnischen Ungenauigkeiten in der Herstellung der Spulen und im Bau der Leitungen, zum Teil auf der Abhängigkeit der Induktivität der Pupinspulen von der Stromstärke. In der Arbeit wird ausgeführt, daß man die Wirkung dieser Ungleichförmigkeiten grundsätzlich nicht durch Kompensation in einzelnen Gliedern oder durch Zusätze an den Leitungsenden beseitigen kann, sondern daß man Glied für Glied der Leitung abgleichen muß. Es wird erörtert, bis zu welchem Grad der Genauigkeit die Abgleichung durchzuführen ist, damit die Schwankungen im Wellenwiderstand auf ein für den Betrieb unschädliches Maß herabgesetzt werden. Maßgebend für die erforderliche Genauigkeit ist die Größe der Dämpfung der Leitung. Es wird empfohlen, bei einem Dämpfungsexponenten von etwa 0,02 pro Glied die Spuleninduktivitäten auf etwa  $\pm 2$  Proz., die Kapazitäten der Leitungsabschnitte auf etwa  $\pm 1,5$  Proz. abzugleichen. Bei größerer Dämpfung können etwas größere Ungleichförmigkeiten zugelassen werden, bei geringerer Dämpfung wird man womöglich noch etwas genauer abgleichen. Verschiedenheiten im Wirkwiderstand sind ohne großen Einfluß auf den Wellenwiderstand und brauchen daher nicht ausgeglichen zu werden. Eine Reihe von mitgeteilten Versuchsergebnissen veranschaulicht den Erfolg der Abgleichung nach den angegebenen Gesichtspunkten.

K. W. WAGNER.

**L. L. Nettleton.** Characteristics of a short wave oscillator. Phys. Rev. (2) 21, 208, 1923, Nr. 2. Kurze Inhaltsangabe der in den Proc. Nat. Acad. Amer. 8, 353—357, 1922 veröffentlichten vorläufigen Mitteilung über die Abhängigkeit kurzer ungedämpfter Wellen von dem Gasgehalt der Schwingungsrohre. Vgl. diese Ber. S. 408.

LÜCKE.

**W. A. Parlin.** The torques and forces between short cylindrical coils carrying undamped alternating currents of radio frequency. Phys. Rev. (2) 21, 196, 1923, Nr. 2. Die zwischen zwei kurzen, einlagigen Zylinderspulen bei konstanter Stromstärke und konstantem gegenseitigen Winkel auftretenden Kräfte sind unabhängig von der Frequenz von 60 Perioden bis  $0,3 \cdot 10^6$  Perioden, aber

zwischen den Frequenzen  $0,3 \cdot 10^6$  und  $1,5 \cdot 10^6$  nimmt die Zugkraft auf die Spulen mit der Frequenz zu, und zwar bis zur doppelten Größe. Werden die beiden Spulen im entgegengesetzten Sinne vom Strom durchflossen, wurde keine Abhängigkeit der Kraft von der Frequenz beobachtet. Die Ursache für diese mit der klassischen Theorie im Widerspruch stehende Beobachtung ist vielleicht in der von den Spulen in Form elektromagnetischer Wellen ausgestrahlten Energie zu suchen. LÜBCKE

**R. Mesny.** Les déviations des ondes électromagnétiques. Soc. Franc. de phys., Nr. 179, 152 S.—153 S, 1922. Verf. studiert die Ablenkung, welche eine ebene vertikale elektromagnetische Welle erfährt durch einen unendlich langen leitenden Zylinder mit horizontaler Achse. Die Lösung des Problems mit Hilfe von Besselschen Funktionen gestattet auch eine Anwendung auf den Fall eines Halbzylinders, der auf eine leitende Horizontalebene gelegt ist, ein Fall, welcher durch Schiffe angenähert realisiert wird. Beobachtungen auf Schiffen über die Abweichung der Empfangsrichtung stimmen meist bis auf 10 Proz. mit den errechneten Werten überein. Hinsichtlich der auf dem Lande beobachteten Richtungsabweichungen verhält sich Verf. gegenüber den üblichen Deutungsversuchen durch die Heaviside-Schicht sehr skeptisch und sieht die Ursache im wechselnden elektrischen Zustande bedeutend tieferer atmosphärischer Schichten. SÄNGEWALD.

**E. Geissler.** Quantitative Messung der Beeinflussung von Telephoniesendern. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 21, 120—128, 1923, Nr. 2. Neben der Antennenleistung eines drahtlosen Telephoniesenders ist von großer Wichtigkeit der Grad der rhythmischen Beeinflussung der Antennenenergie beim Besprechen des Mikrophons. Da dessen Widerstandsänderungen nicht symmetrisch erfolgen, bedarf es besondere Schaltungen (Huth), um trotzdem eine symmetrische Beeinflussung des Antennenstromes zu erreichen, die für unverzerrte Tonwiedergabe unerlässlich ist. In diesem Falle schwankt die Amplitude des Hochfrequenzstromes symmetrisch um den Mittelwert, welcher dem nicht beeinflussten Zustand entspricht, und der Quotient  $b$  aus der halben Differenz der maximalen und minimalen Amplitude und der mittleren Amplitude ist ein Maß für den Beeinflussungsgrad (Beeinflussungsfaktor). Verf. beschreibt drei Methoden zur experimentellen Ermittlung von  $b$ . Bei der statischen mißt man den Antennenstrom der Senderöhre als Funktion des Gitterpotentials der Sprechröhre; aus der zugehörigen Kurve ist  $b$  ohne weiteres abzulesen. Bei der zweiten Methode wird bei induktiver Kopplung des Meßkreises mit dem Antennenkreis mittels einer Ventilröhre ein Kondensator aufgeladen und seine Spannung elektrostatisch gemessen, einmal bei unbeeinflusstem, einmal bei besprochenem Sender. Das Prinzip der dritten Methode, mit welcher bis zu Wellenlängen von 10 km und Beeinflussungsfrequenzen von 500 bis 4000 Perioden der größte Fehler nur 5 Proz. beträgt, ist folgendes: Die der Antenne durch induktive Kopplung entnommene Hochfrequenzspannung wird gleichgerichtet und einem Kondensator und von diesem über einen Widerstand einem Meßkreise zugeführt, welcher den Strom in einen Gleichstrom  $G_0$  und eine Wechselstromkomponente  $G_1$  trennt. Bei richtiger Abgleichung der Anordnung gilt dann  $b = G_1 \sqrt{2} : G_0$ . SÄNGEWALD.

**F. Weichart.** Röhrensender ohne Rückkopplung. ZS. f. Fernmeldetechn. 4, 24—27, 1923, Nr. 2/3. Nachdem die Begriffe Anodenkreis, Gitterkreis, Schwingungskreis festgelegt sind, wird ein Ersatzschema für die ohne Rückkopplung schwingende Anordnung gegeben und die Lösungen der Differentialgleichungen besprochen. Für schwierigere Fälle wird ein zeichnerisches Verfahren gegeben, das die theoretisch



lenkbaren Lösungen liefert. Danach wird das Auftreten von Unstetigkeiten besprochen (Ziehen!) und die Möglichkeit der Selbsterregung (Rückkopplungsfähigkeit) behandelt.

MÜHLBRETT.

**A. Schmidt jr.** High-voltage Thermionic Rectifiers. Gen. Electr. Rev. **26**, 116—119, 1923, Nr. 2. Die Entwicklung der Elektronenröhren als Gleichstrom-Wechselstrom-Umformer erforderte Gleichstromquellen von immer höherer Spannung, die anfangs von umlaufenden Gleichstrommaschinen, bei den jetzt gebräuchlichen Spannungen (über 10000 Volt) ebenfalls von Elektronenröhren geliefert werden, die hochgespannten Wechselstrom gleich richten. In Betracht kommen Halb- und Ganzwellengleichrichter für Ein- und Mehrphasenstrom. Die angegebenen Schaltungen sind bekannt, ausgenommen die Doppel-Y-Schaltung für Drehstrom. Es wird auf die Entstehung von Oberwellen im Primärstrom und auf die günstigste Beanspruchung des Heizdrahtes hingewiesen.

MÜHLBRETT.

**Chas. T. Knipp and Hugh A. Brown.** Alkali vapor detector tubes. Phys. Rev. (2) **21**, 209, 1923, Nr. 2. Als Fortsetzung früherer Arbeiten (diese Ber. **3**, 907, 1922) brachten die Verff. eine Legierung von Natrium und Kalium in die Dreielektrodenröhre, deren Dampf eine Ionisierungsspannung von 4 Volt besitzt. Diese Röhren waren drei- bis fünfmal empfindlicher als Hochvakuumröhren und erforderten keine Sorgfalt beim Einstellen des Heizstromes und der Anodenspannung, deren günstigster Wert 6 bis 10 Volt war. Sie arbeiteten noch gut, wenn die Anode ohne zwischengeschaltete Batterie am negativen Fadenende lag, wobei knapp 1 mA durch die Röhre ging! Eine befriedigende Erklärung hierfür fehlt noch.

MÜHLBRETT.

**Albert W. Hull and W. F. Winter.** The voltampere characteristics of electron tubes with thoriated tungsten filaments containing low pressure inert gas. Phys. Rev. (2) **21**, 211, 1923, Nr. 2. Die Röhre enthält einen Wolframdraht mit  $\frac{1}{2}$  Proz. Thoroxyd, eine zylindrische Anode, 30 cm lang, 2,5 cm Durchmesser, und eine Füllung von Argon mit einem Druck von etwa 0,03 mm Hg. Bei 2100° abs. wächst der Röhrenstrom proportional der Spannung bis zu seinem Höchstwert von 20 Amp. bei 25 Volt, nimmt bei höherer Spannung schnell ab und ist Null zwischen 100 und 10000 Volt. Das Fallen der Kennlinie kommt durch die Wegräumung der aktiven Thorschicht vom Heizdraht durch Aufprall positiver Ionen.

MÜHLBRETT.

**Heinrich Stenzel.** Über das Fehlerdreieck bei F. T. Peilungen. Jahrb. d. drahtl. Electr. **21**, 221—229, 1923, Nr. 4.

**Hans Harbich.** Versuche zur Feststellung der geeignetsten Lage einer Übersee-Funkenempfangsstelle in Deutschland. Jahrb. d. drahtl. Electr. **21**, 229—233, 1923, Nr. 4.

**Bruno Rosenbaum.** Neuere Ergebnisse der Zugtelephonie. Jahrb. d. drahtl. Electr. **21**, 234—247, 1923, Nr. 4.

**F. Banneitz.** Der Radio-Schnellverkehr Berlin—Budapest. Jahrb. d. drahtl. Electr. **21**, 272—274, 1923, Nr. 4.

**Erich Quäck.** Die Transradio-Betriebszentrale. Jahrb. d. drahtl. Electr. **21**, 247—260, 1923, Nr. 4.

SCHEEL.

**H. Carsten.** Zur Frage der Wirkungsweise des magnetischen Nebenschlusses bei Fernhörern. Elektrot. ZS. **44**, 257—260, 1923, Nr. 12. Es wird

experimentell und durch theoretische Betrachtungen nachgewiesen, daß der von Seibt vorgeschlagene magnetische Nebenschluß keine Verbesserung der Wirkung des Fernhörers bewirkt, sondern die größere Lautstärke durch die Unterteilung der Polschuhe und die Verwendung hochlegierter Eisensorten erzielt wird. DROYSEN.

**L. P. Krijger.** Der Einfluß eines Quecksilberdampfgleichrichters auf den Leistungsfaktor des Netzes. Elektrot. ZS. 44, 286—288, 1923, Nr. 13. Der Leistungsfaktor des Quecksilberdampfgleichrichters rührt von zwei Ursachen her, nämlich von der Verschiebung der wechselstromseitigen Stromkurven und von ihrer Verzerrung. Die Verschiebung, die in den meisten praktischen Fällen zu vernachlässigen ist, wird hauptsächlich von den Reaktanzen in den Wechsel- und Gleichstromkreisen hervorgerufen. Die Verzerrung rührt von der Gleichrichterwirkung selbst her und ergibt sich verschieden je nach Phasenzahl des Gleichrichters und Schaltung des Gleichrichtertransformators. Der Verf. hat früher (vgl. Auszug in Elektrot. ZS. 1921, S. 827) gefunden, daß der aus Verschiebung und Verzerrung resultierende Leistungsfaktor  $\mu_g$  sich bestimmt aus  $\mu_g = \mu_{max} \cos \delta$ . Hierin ist  $\cos \delta$  der Verschiebungsfaktor, welcher die von der Verschiebung herrührende Herabsetzung des Leistungsfaktors berücksichtigt, und  $\mu_{max}$  der maximale Leistungsfaktor für  $\delta = 0$ , vom Verf. als Verzerrungsfaktor bezeichnet, der sich aus dem Verhältnis der wirklichen Leistung zum Produkte aus effektiver Spannung und Stromstärke ergibt. Leistung, effektive Spannung und Stromstärke werden für verschiedene Phasenzahlen und Transformatorschaltungen durch Integration festgestellt und daraus die Verzerrungsfaktoren für die primäre und die sekundäre Wicklung der Transformatoren und ferner für die Speiseleitungen ermittelt. — Der Verf. untersucht in der vorliegenden Arbeit nun ganz allgemein, wie der Leistungsfaktor, herrührend von einer reinen nach- oder voreilenden sinusförmigen Strombelastung, von der überlagerten Gleichrichterbelastung beeinflusst wird, wenn diese zwei Belastungen in einem Netz zusammenwirken. Ist  $\alpha$  die Phasenverschiebung zwischen dem Strom im Netz und einem fiktiven Sinusstrom, der den Gleichrichterstrom ersetzen soll,  $\varphi_s$  die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung im Netz,  $\cos \alpha_0 = \mu_{max}$  der Verzerrungsfaktor in der Speiseleitung des Gleichrichters,  $\delta$  die Phasenverschiebung durch die Reaktanzen im Gleichrichterkreis, so findet der Verf., daß  $\cos \alpha = \cos(\varphi_s - \delta) \cos \alpha_0$ . Aus dieser Gleichung ergibt sich eine einfache graphische Ermittlung des Winkels  $\alpha$  und daraus die Größe des aus der Zusammenwirkung resultierenden Stromes im Netz. Nähere Betrachtungen ergeben dann: 1. Durch richtige Wahl des Verhältnisses von Wechselstrom- und Gleichrichterbelastung ist es möglich, einen Gesamtleistungsfaktor zu erreichen, der höher ist als die einzelnen Leistungsfaktoren, herrührend von der Wechselstrom- oder der Gleichrichterbelastung. 2. Über etwa 20° Phasenverschiebung des reinen Wechselstromteiles der Netzbelastung ist der Strom eines an das Netz angeschlossenen Gleichrichters, wenn dieser Strom gegenüber der Netzbelastung klein ist, bezüglich des resultierenden Leistungsfaktors als ein mit der Spannung phasengleicher Wechselstrom zu betrachten. Die Größe dieses Wechselstromes ist gleich der Größe des Gleichrichterstromes multipliziert mit dem Verzerrungsfaktor des Gleichrichters. — Weil der Gleichstrom ein mit der Spannung phasengleicher Strom ist, der während eines Teiles der Periode eingeschaltet wird, so gelten obige Ergebnisse sowohl für nach- als auch voreilende Wechselströme für den Fall, daß  $\delta$  gleich Null ist. PARTZSCH.

**W. Wilson.** Some notes on the design of liquid rheostats. Journ. Inst. Electr. Eng. 60, 196—217, 1922, Nr. 306. Verf. beschreibt einige Typen von Flüssigkeits-

reostaten, die besonders bei Motoren mit großer Kapazität und Wechselstrom Verwendung finden und sich bewährt haben. Die Elektroden bestehen aus Eisen, der Elektrolyt ist eine Natriumcarbonatlösung, deren Konzentration je nach dem gewünschten Widerstand verschieden gewählt werden kann. Eine automatische Kühlvorrichtung wird beschrieben. Formeln aus thermodynamischen Überlegungen abgeleitet, erlauben die für die verlangte Leistung nötigen Dimensionen der einzelnen Teile des Flüssigkeitsreostaten im voraus zu berechnen.

RONA.

**L. Holthusen.** Auffallende oder absorbierte Energie Ursache der Strahlenwirkungen? Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen **30**, 548—552, 1922, Nr. 5/6. Verf. wendet sich gegen die Arbeit von Fritz (Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen **29**, Heft 6), der aus dem Vergleich der Ulreyschen mittels Ionisation aufgenommenen spektralen Energieverteilungskurven und der Seemannschen photographisch, unter Benutzung von Verstärkungsschirmen erhaltenen Spektrogramme geschlossen hatte, daß die Lumineszenz des Verstärkungsschirmes nicht von der absorbierten, sondern von der auffallenden Strahlungsenergie abhängt. Verf. zeigt, inwiefern die Ulreyschen Kurven zu korrigieren sind, um die „wahre“ Energieverteilung zu erhalten und kommt gerade zu dem entgegengesetzten Ergebnis wie Fritz, nämlich daß die Lumineszenz von der absorbierten Röntgenstrahlenenergie abhängig ist.

GLOCKER.

**H. Behnken.** Ein neuer Röntgenstrahlenhärtemesser. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen **30**, 553—560, 1922, Nr. 5/6. Das früher (Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen **29**, 330, 1922) beschriebene Verfahren des Verf. zur Dosismessung von Röntgenstrahlen ist durch Hinzufügen einer Härtemeßvorrichtung vervollkommen worden. Aus der Ablesung der Nummernzahl des Härtemeßstreifens und des Dosismessstreifens, die beide gleichzeitig auf dasselbe Stück Bromsilberpapier exponiert werden, erhält man mittels einer Eichkurve den Wert der H. E. D. (Erythemdosis). Ferner wird eine für Beobachtung mittels Leuchtschirm geeignete Form des Dosimeters angegeben. Verf. schlägt als Maß für die Eichung von Härtemessern vor, eine mit sinusförmiger Spannung erzeugte Strahlung zu verwenden und als Härtemaß den Scheitelwert der Spannung anzugeben.

GLOCKER.

**K. Staunig.** Zur Meßgenauigkeit der spektrometrischen Methode von March, Staunig und Fritz. D. med. Wochenschr. **49**, 514—515, 1923, Nr. 16. Beschreibung einer neuen Ausführungsform des Spektrographen für Messungen mit hohen Röhrenspannungen (200 000 Volt), welche außer der direkten Ablesung der Grenzwellenlänge auf dem Durchleuchtungsschirm auch die photographische Bestimmung derselben ermöglicht. Zahlenangaben über die Meßgenauigkeit werden nicht angegeben. Nach den Versuchen der Verff. ist aber die Genauigkeit der Messung für die Zwecke der medizinischen Röntgenologie völlig ausreichend.

GLOCKER.

**R. B. Abbott.** Eliminating interfering sounds in a telephone-transmitter stethoscope. Phys. Rev. (2) **21**, 200, 1923, Nr. 2. Mittels tief (100 Per/sec) abgestimmter Telephone werden die menschlichen Herztöne abgehört. Durch die tiefe Abstimmung werden die störenden, höheren Töne ausgeschaltet.

DROYSEN.

## 6. Optik aller Wellenlängen.

**C. G. Darwin.** Note on the Theory of Radiation. Phil. Mag. (6) 43, 641—648, 1922, April, Nr. 256. Verf. fühlt das Bedürfnis, zwischen der Definition des Feldes, wie sie einerseits aus der elektromagnetischen Lichttheorie und andererseits aus der Thermodynamik entspringt, wenigstens formal eine Brücke zu schlagen. In der Optik ist ein beliebiges Feld durch Angabe der elektrischen und magnetischen Kräfte an Funktionen der Zeit und des Ortes gegeben, in der Thermodynamik ist es durch den Betrag der Energie, die durch jeden Punkt nach jeder Richtung strahlt, und deren Frequenz definiert. — Aus den gegebenen elektromagnetischen Kräften wird zunächst der Poyntingsche Vektor berechnet. Seine Integration ergibt den Energiefluß durch ein gegebenes Flächenelement in gegebener Zeit. Durch Anwendung eines Theorems von Rayleigh kann dieses Resultat auf ein Integral derselben Form gebracht werden, wie der entsprechende thermodynamische Ausdruck und der Vergleich der beiden Integranden erlaubt, die gesuchten formalen Beziehungen festzustellen. LASKI.

**H. Hartridge.** The Radiant Spectrum. Nature 108, 467—468, 1921, Nr. 2719.  
GERLACH.

**G. W. Moffitt.** On the characteristics of optical systems for reading small mirror deflections. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 494—499, 1922, Nr. 5. Die Apparate mit Hohlspiegeln sind in einer Abhandlung von Rayner (Proc. Opt. Convention 1912) behandelt. Bei diesen muß die kreisförmige Skale einen Radius haben, der kleiner als der Skalenabstand ist. Hier werden nur Apparate mit Planspiegeln behandelt. Die bei Galvanometern gebräuchlichen Einrichtungen mit Ablesefernrohren reichen für kleine Ablenkungen aus. Bei größeren Spiegeldrehungen indessen entfernt sich bei gerader Skale das Bild immer mehr von der Bildebene des Fernrohres und wird unscharf. Auch wenn das Auge noch akkomodieren kann, gibt doch die Parallaxe zwischen Skalenbild und Fadenkreuz zu ungenauen Ablesungen Veranlassung. Daher werden auch kreisförmige Skalen benutzt, deren Mittelpunkt im Spiegel liegt. Damit das Trägheitsmoment der sich drehenden Teile recht niedrig ist, muß der Spiegel klein sein. Gegen seine Wirkung als Aperturblende ist nichts zu machen. Aber sein Einfluß auf die Beschränkung des Gesichtsfeldes kann durch passende Anordnung vermindert werden. Wenn Skale und Objektiv ungefähr denselben Abstand vom Spiegel haben, so ist die übersehbare Länge der Skale gleich der Summe der Durchmesser von Spiegel und Objektiv. — Bei dem gewöhnlichen Ablesefernrohr läßt sich aber nicht jede Verkleinerung des Spiegels durch Vergrößerung des Objektivdurchmessers ausgleichen. Es muß so eingerichtet sein, daß die wirksame Blende, d. h. der Spiegel, in dem Augenort abgebildet wird. Zu diesem Zweck kann die Brennweite der Kollektivlinse entsprechend geändert bzw. sogar negativ gemacht werden. Auf diese Weise wird der beschränkende Einfluß des Spiegels auf das Gesichtsfeld beseitigt. Der des Objektivs wird vermindert, indem die Brennweite oder der Durchmesser, oder beides vergrößert wird. Am besten wird ein besonders berechnetes Objektiv verwendet und nahe dem Spiegel, zusammen mit der Skale angebracht. Dieses wird ähnlich wie ein photographisches Objektiv auf Planheit der Bildebene und Verzeichnung korrigiert. Als Okular kann entweder eine einfache Linse oder eins nach dem Kellner-Typ verwendet werden. CHR. v. HOFER.

**F. Weidert.** Optische Hilfsmittel zur Erzielung künstlerischer Weichheit und Tiefenwirkung im Bilde, insbesondere die Goerz-Mollarlinse. S.-A. Deutsche Photographenzeitung 47, 29—45, 1923, Nr. 1. Als bisher bekannte Mittel



zur Erzielung von Weichheit und Tiefe sind folgende genannt: 1. unscharfe Einstellung, 2. unscharfes Kopieren, 3. Veränderungen am Objektiv, 4. stetige Änderung der Einstellung während der Aufnahme, 5. besonders korrigierte Objektive, 6. Vorsatzgitter und -linsen. Die Mittel versagen zumeist, da sie teils die Tiefe nicht vermehren, teils der Unschärfe der Bildpunkte einen „wattig“ wirkenden Charakter geben, oder sogar Doppelkonturen erzeugen, sobald nämlich die sphärische Aberration das wirksame weichmachende Mittel ist. Diese schädliche Wirkung der sphärischen Aberration wird vom Verf. besonders betont und ist von ihm durch Versuche mit Vorstecklinen, welche so berechnet waren, daß sie reine sphärische Aberration verursachten, isoliert untersucht worden. Es wird für die künstlerische Photographie ein unscharfer Bildpunkt gefordert, der einen intensiveren Kern hat, von dem aus die Schwärzung gleichmäßig abfällt. Von den angeführten bisher bekannten Mitteln genügt in der Beziehung nur die stetige Änderung der Einstellung und der sogenannte Halbachromat, bei dem sämtliche Bildfehler, bis auf die chromatischen, behoben sind; die erste Methode hat konstruktive Schwierigkeiten, die zweite arbeitet unbequemerweise mit Fokussdifferenz, welche die Einstellung schwierig und unsicher macht. — Verf. gibt eine neue afokale Vorstecklinse an (Goerz-Mollarlinse), die nur durch chromatische Aberration wirkt und dabei für das photographisch wirksamste ultramarinblaue Licht streng afokal ist, so daß die Einstellung der Platte nicht geändert wird, wenn die Linse vor das Objektiv gesteckt wird. Dadurch ist die beim Halbachromaten unvermeidliche Schwierigkeit, die richtige Platteneinstellung zu finden, beseitigt. Die vergrößerte Tiefenwirkung der Linse wird durch beigegegebene Reproduktionen von photographischen Aufnahmen eines Tiefenobjekts erwiesen.

ROB. RICHTER.

**I. C. Gardner.** A Field telemeter for approximate surveying. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 489—493, 1922, Nr. 5. Als Ersatz für ein Tachymeter, bei dem immer ein Lattenträger nötig ist, ist ein Entfernungsmesser mit Basis am Standort, wie er für militärische Zwecke gebräuchlich ist, in sehr vereinfachter Form ausgeführt. Zwei Fernrohre sind an einer Basisplatte befestigt. Der ganze Apparat wird so auf das Ziel gerichtet, daß sein Bild mit dem Fadenkreuz des einen Fernrohres zusammenfällt; die Abweichung des Zielbildes vom Fadenkreuz des anderen Fernrohres wird dann mit einem Okularmikrometer gemessen. Die Parallelität der Fernrohre wird durch vorgeschaltete Pentaprismen mit angekitteten Kollimatorlinsen geprüft, von denen jede die Kollimatormarke für die andere trägt.

CHR. v. HOFE.

**Seiji Nakamura.** On a Solenoscope. Japanese Journ. of Phys. 1, 21—27, 1922, Nr. 3/4. [S. 796.]

BOLLÉ.

**Lloyd W. Taylor.** The projection of polarized light phenomena. Phys. Rev. (2) 21, 199, 1923, Nr. 2. Als einfaches Hilfsmittel für die objektive Vorführung von Polarisationserscheinungen kann ein Projektionsapparat dienen, dessen Objektiv zu entfernen ist. Zwei Glasplattensätze und eine einfache Linse von hinreichender Öffnung und 20 bis 30 cm Brennweite vervollständigen die Einrichtung. H. R. SCHULZ.

**Pierre Toulon.** Les projections stéréoscopiques par la lumière polarisée. Journ. de phys. et la Radium (6) 4, 168 S, 1923, Nr. 1. Die Teilbilder werden durch polarisiertes Licht entworfen, das von einem metallisierten Schirm nahezu ohne Änderung des Polarisationszustandes reflektiert wird. Die Beobachter benutzen Brillen mit Glasplattensätzen als Analysator, deren Polarisations Ebenen senkrecht aufeinander stehen, wie auch diejenigen der Teilbilder. Für kinematographische Darbietungen ist nur ein Film nötig, aber ein besonderer Aufnahmeapparat.

H. R. SCHULZ.

**H. Erggelet.** Gab es schon vor Helmholtz einen Augenspiegel? ZS. ophthalm. Opt. **11**, 1—9, 1923, Nr. 1. Der Hamburger Nervenarzt Dr. Dräseke hat auf Grund eines aufgefundenen Briefes in einem Vortrage die Vermutung ausgesprochen, daß bereits vor Helmholtz von dem Mechaniker Dahlfues in Bremen ein Augenspiegel konstruiert sei. Die genaue Untersuchung der in jenem Briefe enthaltenen Zeichnung des vermeintlichen Hintergrundes des Auges führt den Verf. zu der Anschauung, daß diese einen Linsenstern darstellt; der Gesamteindruck der Zeichnung entspricht recht genau einem entoptischen Bilde bei Lieting. Aus der Tatsache, daß Dräseke, der noch 11 Jahre nach dem Bekanntwerden des Helmholtzschen Augenspiegels lebte, seine Prioritätsrechte nicht geltend gemacht hat, wird geschlossen, daß dieser selbst nachträglich an seiner Deutung des Geschehenen irre geworden ist.

LEV

**C. G. Darwin.** A quantum theory of optical dispersion. Proc. Nat. Acad. Amer. **9**, 25—30, 1923, Nr. 1. [S. 788.]

SMEKA

**C. Dieterici.** Über das Refraktionsvolumen sehr verdünnter Lösungen. Ann. d. Phys. (4) **70**, 558—560, 1923, Nr. 7. Das Landoltsche Refraktionsvolumen für Mischungen zweier Flüssigkeiten und Lösungen läßt sich additiv aus dem Refraktionsvolumen der Komponenten nach der Gleichung:  $n - 1 = \alpha W + \beta S$  darstellen. Darin bedeuten  $\alpha = (n_v - 1) v_w$  und  $\beta = (n_s - 1) v_s$  das molekulare Refraktionsvolumen der reinen Komponenten und  $W$  und  $S$  die Zahl der in der Raumeinheit der Lösungen enthaltenen Moleküle. Diese Formel wird auf wässrige Lösungen von Kochsalz und von Schwefelsäure angewandt. Es ergibt sich, daß auch bis zu den allerverdünntesten Lösungen die nur 0,001 normal sind,  $\beta$  konstant ist und denselben Wert hat wie in Lösungen hoher Konzentration. Keinerlei Anzeichen einer mit der Verdünnung fortschreitenden Dissoziation ist also auf optischem Wege bemerkbar.

KAUFFMAN

**Dufour.** Sur la réfraction d'un pinceau lumineux dans le cas général. C. R. **174**, 1539—1541, 1922, Nr. 24.

FRICK

**E. Bratke und E. Waetzmann.** Interferenzmethode zur Prüfung optischer Systeme. Naturwissensch. **11**, 225—228, 1923, Nr. 12. Mascart, Hurion und Lummer haben die Interferenzen beschrieben, die an einer schräggestellten Parallelplatte auftreten müssen, wenn das reflektierte parallele Bündel nach Durchgang durch eine Linse von einem senkrecht zur Linsenachse stehenden Planspiegel reflektiert wird. Die Interferenzen werden in charakteristischer Weise deformiert, wenn die Linse Abbildungsfehler zeigt. Für eine einfache Linse von 95 mm Brennweite sind die nach der Theorie zu erwartenden Interferenzkurven mit den für verschiedene Spiegelentfernungen beobachteten verglichen worden, wobei sich vorzüglich quantitative Übereinstimmung ergab. Weitere Aufnahmen zeigen dann den Einfluß verschiedener Zonenkorrektur.

H. R. SCHULZ

**R. N. Ghosh.** A Qualitative Study of Inflected Waves. Phil. Mag. (6) **4**, 225—228, 1923, Nr. 265, Januar. Bringt man in das von einer spaltförmigen Lichtquelle ausgehende divergente Strahlenbündel einen versilberten Glaszylinder mit seiner Achse parallel zur Spaltrichtung, so entstehen hinter einem Mikroskopobjektiv, dessen vordere Brennebene durch die von den Strahlen streifend getroffene Erzeugende geht, Interferenzen; eine Welle wird durch den unmittelbar vom Spalt kommenden Teil der Welle, die andere durch die am Zylinder reflektierten Strahlen gebildet. Die Intensitätsverteilung ist durch die Airysche Formel gegeben. — Bewegt man ein

nen Draht (0,3 mm Durchmesser) längs der Wellenfront kurz hinter dem Mikroskop-objektiv, so ergibt sich eine Umkehrung der Richtung der Schattenbewegung, wenn der Draht durch den Inflexionspunkt geführt wird. Dabei wird die Zahl der Interferenzstreifen vermehrt, ihre Intensität vermindert und das Hauptmaximum verschoben. Die Wirkung des Drahtes auf das Streifensystem vermindert sich mit der Verdünnung der Streifen. Bei Vernachlässigung der Beugungswirkung am Draht läßt sich der Einfluß des Drahtes leicht als Differenz zweier Integrale vom Fresnelschen Typus berechnen.

H. R. SCHULZ.

**H. Adams and E. D. Williamson.** The relation between birefringence and stress in various types of glass. Journ. Washington Acad. 9, 609—625, 1919, Nr. 20. Vgl. diese Ber. 1, 1618, 1920.

SCHEEL.

**H. Shaxby.** Metallic Crystals and Polarised Light. Nature 111, 431, 1923, Nr. 2787. Läßt man polarisiertes Licht auf einen Metallschliff fallen, so findet man eine Drehung des Analysators bei einer vollen Umdrehung vier Maxima und vier Minima. Selbst in Teilen mancher Kristalle tritt diese Helligkeitsschwankung auf, die im polarisierten Licht Einzelheiten hervortreten, die im natürlichen nicht sichtbar sind.

H. R. SCHULZ.

**V. Raman and K. Seshagiri.** On the Molecular Scattering and Extinction of Light in Liquids and the Determination of the Avogadro Constant. Phil. Mag. (6) 45, 625—640, 1923, Nr. 267, März. Während die Rayleighsche Formel für die Energie des zerstreuten Lichtes für Flüssigkeiten nicht anwendbar ist, gilt die Einstein-Smoluchowskische Formel für den zerstreuten Teil der einfallenden Energie  $\frac{8\pi^3 RT\beta(n^2-1)^2(n^2+2)^2}{27N\lambda^4}$  wenigstens in dem Falle, daß das senkrecht zum

einfallenden Strahl zerstreute Licht vollkommen polarisiert ist. Im allgemeinen muß jedoch außer den thermisch bedingten Dichteschwankungen noch die Anisotropie der Moleküle berücksichtigt werden. — Ist das einfallende Licht unpolarisiert und liegen sowohl einfallendes als auch zerstreutes Bündel in der Horizontalebene, so ist die Intensität der vertikalen Komponente  $\Omega_0 + \varepsilon\Omega_1 + 2\Omega_1$ , die der horizontalen Komponente  $2\Omega_1$  zu setzen.  $\Omega_0$  ist hervorgerufen durch die Dichteschwankungen,  $\Omega_1$  durch die molekulare Anisotropie, deren polarisierter Teil  $\varepsilon\Omega_1$  in der Vertikal-Komponente erscheint. Demnach folgt für das Intensitätsverhältnis der Komponenten

$$\varrho = \frac{2\Omega_1}{\Omega_0 + \varepsilon\Omega_1 + 2\Omega_1} \dots \dots \dots (1)$$

und die Gesamtenergie  $\Omega = \Omega_0 + \Omega_1(\varepsilon + 4)$  ist

$$\Omega = \Omega_0 \frac{2(1 + \varrho)}{2 - \varrho(2 + \varepsilon)} \dots \dots \dots (2)$$

Für Gase mit anisotropen Molekülen hat Lord Rayleigh den Wert  $\varrho$  als Funktion eines Parameter bestimmt und nach Cabannes ist demgemäß der Korrektionsfaktor für Gase  $6(1 + \varrho):(6 - 7\varrho)$ , woraus sich  $\varepsilon = 1/3$  ergeben würde. Setzt man eine völlig unregelmäßige Verteilung der Moleküle ohne gegenseitige Beeinflussung voraus, so läßt sich der Prozentsatz des polarisierten Lichtes für beliebige Temperaturen und Drucke berechnen, wenn er für einen Zustand bekannt ist. — Die Ergebnisse einiger Beobachtungen an Flüssigkeiten, die durch mehrfache Destillation gereinigt worden sind, sind in der Tabelle zusammengestellt.

Flüssigkeit	Mittlere Brechungs- zahl	Kompressi- bilität $\beta \cdot 10^6$ pro Atm.	$Q =$ schwächere stärkere Komponente Proz.	Cabannes- scher Faktor $\frac{6(1+Q)}{6-7Q}$	Zerstreuungsvermögen bezogen auf Luft im Normalzustand	
					beobachtet	berechnet
Wasser . . . . .	1,337	42	12,5	1,30	165	177
Äther . . . . .	1,358	200	8,3	1,19	860	926
Methylalkohol . . . .	1,333	180	15,1	1,39	495	560
Äthylalkohol . . . . .	1,366	120	13,0	1,33	620	653
Benzol . . . . .	1,510	100	39,8	2,62	3135	2861
Chloroform . . . . .	1,450	145	15,0	1,39	1567	1503
Kohlenstofftetrachlorid	1,467	100	11,0	1,27	1040	1056
Toluol . . . . .	1,510	110	40,0	2,73	2970	3146
Schwefelkohlenstoff . .	1,650	104	70,0	9,27	16 000	23 120

Die Abhängigkeit des Wertes  $Q$  von der Wellenlänge weist auf Zusammenhänge der molekularen Anisotropie mit Resonanzvorgängen hin. Eine strenge Proportionalität des zerstreuten Lichtes zu  $\lambda^{-4}$  ist wegen des Einflusses von  $n$  und  $Q$  nicht zu erwarten (vgl. Tabelle).

Flüssigkeit	Mittlerer Wert von $Q$	Wert von $Q$ in Proz.				
		rot	gelb	grün	blau	violett
Wasser . . . . .	12,5	9,4	10,6	10,7	15,5	21,0
Äther . . . . .	8,3	8,2	8,2	8,2	9,0	9,2
Methylalkohol . . . .	15,1	12,5	12,6	12,6	15,0	17,2
Äthylalkohol . . . . .	13,0	10,9	10,9	10,9	13,0	15,0
Benzol . . . . .	39,8	39,8	39,8	39,8	41,0	41,0
Toluol . . . . .	40,0	40,0	40,0	40,0	40,0	40,0

Der Temperatureinfluß auf das Zerstreuungsvermögen, das durch Dichte- und Kompressibilitätsänderungen bedingt ist, konnte für flüssigen Äther bei 0° und 60° C in guter Übereinstimmung mit dem rechnerischen Wert nach Einstein-Smoluchowski (1,41) mit 1,60 beobachtet werden. Bezüglich der Änderung des Zerstreuungsvermögens mit dem Aggregatzustand liegen nur einige qualitativ bestätigende Messungen vor; die Beziehung zwischen Polarisation des zerstreuten Lichtes und Dispersionsformel und das Gesetz der molekularen Extinktion des Lichtes in Flüssigkeiten sollen später behandelt werden. Unter Berücksichtigung des Cabannesschen Faktors ist ferner die Avogadrosche Konstante  $N$  ermittelt worden, und zwar mit  $7,3 \cdot 10^{23}$ .

H. R. SCHULZ

**L. P. Sieg and G. D. Van Dyke.** On the principal optical constants of isolated tellurium crystals. Phys. Rev. (2) 21, 206, 1923, Nr. 2. Die Bestimmung der optischen Konstanten für Tellur mit Hilfe des Weldschen Cristelliptometers bei Reflexion an einer der hexagonalen Flächen hat im sichtbaren Gebiet ergeben für  $n$  Werte zwischen 2,50 und 3,44, für  $n_2$  Werte zwischen 2,05 und 2,68, für  $K_1$  Werte zwischen 0,40 und 0,56, für  $K_2$  Werte zwischen 0,54 und 0,67.

H. R. SCHULZ

**L. P. Sieg.** A direct determination of the principal reflecting power of isolated tellurium crystals. Phys. Rev. (2) 21, 211, 1923, Nr. 2. Mittels direkte



essungen sind die beiden Hauptreflexionsvermögen der hexagonalen Flächen einzelner Einkristalle bestimmt worden. Für das sichtbare Spektrum liegt  $R_1$  zwischen 0,28 und 0,34,  $R_2$  zwischen 0,22 und 0,32.

H. R. SCHULZ.

**Georges Friedel.** Sur les corps cholestériques. C. R. 176, 475—478, 1923, Nr. 8. Durch Zusatz einer geringen Menge eines Körpers von cholesterischem Typ zu einem flüssigen in nematischer Phase (vgl. Ref. S. 680), welcher keine Rotationspolarisation zeigt, wird großes Drehungsvermögen erzeugt und es werden die charakteristischen Eigenschaften des cholesterischen Typs hervorgerufen. Nimmt man an, daß das Drehungsvermögen der cholesterischen Phase auf eine starke Torsion um die Normale der positiven optischen Achse des Elementes zurückzuführen sei, so folgt, daß die Drehung im normalen Bezirk des Spektrums, d. h. weit entfernt von der kurzwelligen Dispersionsstelle um so stärker sein muß, je geringer die Torsion ist, was dadurch bestätigt zu sein scheint, daß mit abnehmendem Gehalt an cholesterischer Phase die Drehung stark zunimmt. In der Tabelle ist die Anzahl der Umdrehungen auf 1 mm Schichtdicke für Gemische von Azoxyanisol (A) und Cholesterinacetat (C) angegeben.

$\lambda$	100° C			125° C		
	10 A : 1 C	20 A : 1 C	40 A : 1 C	10 A : 1 C	20 A : 1 C	40 A : 1 C
635 $\mu$	37,5	65	125	17,5	38	83
585 "	50	87	165	22	53	100
535 "	69	126	222	28	67	143
505 "	90	157	265	36	90	172

Die Drehung ist demnach nicht molekular, sondern auf Strukturveränderungen zurückzuführen. Die Übergänge, die sich bei Mischungen von Colophan mit Azoxyphenetol nur in beschränktem Maße realisieren lassen, sind besser mit Mischungen von 1 Teil Methylbenzylidenbenzidin mit 1 bis 2 Teilen Azoxyphenetol und etwa  $\frac{1}{10}$  der Gesamtmenge Colophan zu beobachten.

H. R. SCHULZ.

**J. O. Hulburt.** Magnetic and natural rotatory dispersion in absorbing media. Phys. Rev. (2) 21, 197, 1923, Nr. 2. Eine theoretische Diskussion über die von H. A. Lorentz auf Grund der Elektronentheorie aufgestellten Formeln für die magnetische Rotationsdispersion in isotropen absorbierenden Medien und für die natürliche Rotationsdispersion in optisch aktiven, absorbierenden Medien. In einigen Beispielen, wo die Angaben zur Ausrechnung genügten, lieferte die neue magnetische Rotationsformel genaue Übereinstimmung mit den experimentellen Werten, und daraus die früher mitgeteilte Abweichung zwischen den beobachteten Verdet-Winkeln und den aus einer Theorie, welche die Absorption vernachlässigt, errechneten, berechnet.

GAISSER.

**Ászló Zechmeister.** Zur Kenntnis des optischen Drehungsvermögens von Zuckerarten in Salzsäure. ZS. f. phys. Chem. 103, 316—336, 1922, Nr. 3/4. Das optische Drehungsvermögen des Traubenzuckers in salzsaurer Lösung steigt mit der Chlorwasserstoffkonzentration in außerordentlichem Maße an. In gleicher Weise verhalten sich Galaktose, Mannose, Arabinose, Xylose, Rhamnose und Fruktose. Die Abhängigkeit der spezifischen Drehung von der Salzsäurekonzentration tritt in verdünnten Säuren noch wenig zutage; bei konzentrierter Säure entspricht aber schon einer kleinen Verschiebung im Chlorwasserstoffgehalt ein mächtiger Sprung in der

Aktivität. Rhamnose zeigt ein von den übrigen Aldosen insofern abweichendes Verhalten, als sie in schwachen Säuren rechtsdrehend, in 39,5 proz. Säuren inaktiv und in stärkeren Säuren beträchtlich linksdrehend ist. Mannose weist die Besonderheit auf, daß ihr Drehungsvermögen mit steigender Säurekonzentration zunächst etwas zurückgeht, um erst dann stark anzuwachsen. Der Übergang der Aldose in den hochaktiven Zustand ist eine Zeitreaktion, die sich bei niederen Temperaturen, etwa bei 0° oder — 12°, verfolgen läßt und ähnlich wie die Mutarotation monomolekular verläuft. Wird die Säure durch Bicarbonat neutralisiert, so sinkt die Aktivität wieder und wird der einer Lösung des Ausgangspräparates in einer entsprechend starken Kochsalzlösung gleich oder fast gleich, wodurch die Reversibilität des Prozesses und die Unversehrtheit der Zuckermoleküle erwiesen ist. Zur Deutung der Versuchsergebnisse ist anzunehmen, daß sich in der rauchenden Säure zwei Vorgänge mit ungleichen Geschwindigkeiten abspielen: 1. Die Einstellung eines Gleichgewichts zwischen  $\alpha$ - und  $\beta$ -Form, die schon in verdünnten Säuren momentan erfolgt und höhere Drehungswerte ergibt als in Wasser. 2. Die langsamer verlaufende teilweise Umwandlung in ein hochdrehendes Gebilde, die in verdünnten Säuren nur in untergeordnetem Maße stattfindet.

KAUFFMANN.

**M. Pirani und W. Fehse.** Über Herstellung und Eigenschaften von reinem Graphit. ZS. f. Elektrochem. 29, 168—174, 1923, Nr. 4 (7/8). [S. 806.] GAISER.

**Walther Gerlach und H. Albach.** Untersuchungen an Radiometern. I. Über ein Kompensationsradiometer. ZS. f. Phys. 14, 285—290, 1923, Nr. 5. Es wird ein Radiometer beschrieben, dessen Flügel sowohl durch Strahlung als auch durch elektrischen Strom geheizt werden kann. Da die Anordnung so getroffen ist, daß der „Strahlungsausschlag“ entgegengesetzt gerichtet ist dem „Heizungsausschlag“, so stellt das Instrument ein Kompensationsradiometer dar. Es werden Anwendungen für die Messung kleiner Änderungen von intensiven Strahlungen oder sehr kleiner Änderungen von an sich kleinen elektrischen Gleich- oder Wechselströmen beschrieben.

GERLACH.

**Kurt Hoffmann.** Bestimmung der Strahlungskonstanten nach der Methode von Westphal. ZS. f. Phys. 14, 301—315, 1923, Nr. 5. Die Westphalsche Methode zur Bestimmung der Stefan-Boltzmannschen Konstanten besteht in der Messung der zur Deckung des Strahlungsverlustes eines geschwärzten Körpers hoher Temperatur erforderlichen Energie. Zur Vermeidung von Konvektionsströmungen wird der Körper in ein Gefäß mit vermindertem Druck gebracht, dessen Wände auf konstanter niedriger Temperatur gehalten werden. Die Wärmeableitung durch das Gas wird so eliminiert, daß der gesamte Energieverlust desselben Körpers im blanken und geschwärzten Zustand bestimmt wird. Aus dem Emissionsvermögen in beiden Fällen und der gemessenen zur Konstanthaltung der Temperatur des Strahlers zuzuführenden Energie (elektrische Heizung) berechnet sich die Konstante des Strahlungsgesetzes. In den Messungen von Westphal war die Bestimmung des Emissionsvermögens nicht einwandfrei. Auf Grund neuerer Erfahrungen von Rubens und Hoffmann verbessert letzterer auf Anregung von Rubens diese Messung. Da es sich als unmöglich erweist, die wahre Temperatur der strahlenden Oberfläche zu bestimmen — es besteht stets ein Temperaturgefälle zwischen der strahlenden geschwärzten Oberfläche und ihrer metallischen Unterlage —, wird diese Temperaturdifferenz so korrigiert, daß nicht das wahre Emissionsvermögen und die Temperatur der Oberfläche zur Berechnung verwendet wird, sondern das Emissionsvermögen im Vergleich zu einem schwarzen Körper, welcher die — sehr sicher zu messende —

Temperatur der metallischen Unterlage des Schwärzungsmittels hat. Es wird das Emissionsvermögen des geschwärzten und des blanken Körpers für alle verwendeten Temperaturen (zwischen 80 und 207° C) gemessen. Der gemessene  $\sigma$ -Wert  $5,761 \cdot 10^{-12}$  Watt  $\text{cm}^{-2}$  Grad $^{-4}$  wird korrigiert (wahre Größe der strahlenden Oberfläche  $+0,2$  Proz., Temperaturkorrektur  $\sim 0,02$  Proz., Wärmeleitungskorrektur in der Wand des umhüllenden Gefäßes niedriger Temperatur  $+0,05$  Proz., Schwärzungskorrektur desselben  $+0,4$  Proz., Temperaturgefälle in der Schwärzungsschicht bei niederem Druck  $-0,22$  Proz.). Als Endergebnis folgt  $5,764 \cdot 10^{-12} + 0,052$  in vollständiger Übereinstimmung mit den Werten von Coblentz 5,72 und Gerlach 5,80.

GERLACH.

**Ch. Gallissot.** La distribution apparente de l'énergie lumineuse sur le disque solaire. Résultat de mesures au spectrophotomètre Gouy. Journ. de phys. et le Radium (6) 4, 176 S—177 S, 1923, Nr. 2. Mit einem Gouyschen Spektrophotometer ausgeführte Messungen der Variation der Sonnenhelligkeit zwischen Mitte und Rand als Funktion der Wellenlänge ergeben ähnliche Kurven, wie sie Vogel erhalten hat, dagegen starke Abweichungen von Abbots Ergebnissen. Es wird kurz gezeigt, daß es nicht möglich ist, die ganze Variation der Helligkeit auf Zerstreuung des Lichtes in einer Sonnenatmosphäre zu schieben, daß dagegen die Kurven eine Stütze der Gouyschen Theorie der „soleil gazeux“ geben. Besonders ein Wendepunkt in dem Verlauf der Helligkeit—Wellenlängenkurven stimmt mit ersterer Theorie gar nicht; wohl aber würde ein solcher aus letzterer Theorie folgen, wenn man annimmt, daß von der Sonnenmitte Strahlungen aus Schichten sehr verschiedener Temperaturen kommen, während nach dem Rande der Sonne zu immer mehr die Strahlung der Oberflächenschicht überwiegt. So läßt sich die Strahlungskurve des Randes mit der eines schwarzen Körpers bestimmter Temperaturen ( $\sim 5000^\circ$ ) vergleichen, während die der Sonnenmitte einen anderen Verlauf hat als ein schwarzer Körper irgend einer einheitlichen Temperatur.

GERLACH.

**Arthur Taber Jones.** The Temperature of a Black Spherical Meteorite. Sill. Journ. (5) 5, 247—255, 1923, März. Der Verf. führt einleitend aus, daß man meistens annehme, die Temperatur der Meteore vor Eintritt in die Erdatmosphäre liege nahe beim absoluten Nullpunkt, und hat die Absicht, diese falsche Ansicht durch exakte Temperaturberechnung zu zerstören. [Dazu muß der Ref. bemerken, daß, seit die Gesetze der Strahlung einigermaßen bekannt sind, wohl kein Physiker oder Astronom die bekämpfte Irrmeinung bezüglich derjenigen Meteore gehabt oder gar ausgesprochen hat, die auch der Verf. allein behandelt: die von der Tagseite her in die Atmosphäre eindringenden.] — Der Verf., der stets mit absolut schwarzen Körpern operiert, berechnet zunächst für den Fall einer vollkommen wärmeleitenden Kugel aus der elementaren Gleichung der Strahlungsbilanz die in diesem Falle längs der Oberfläche konstante Temperatur zu  $+4^\circ$  C. Als zweite Aufgabe stellt er sich die Untersuchung der Temperaturverteilung auf einer kleinen Kugel — die numerischen Rechnungen beziehen sich auf solche von 5 cm Radius —, die zur Sonne stets gleich orientiert ist, also keine Rotation besitzt, für zwei verschiedene Wärmeleitungskoeffizienten, die etwa dem Basalt und dem Eisen entsprechen. Der Gang der Untersuchung ist der, daß zunächst die durch Hinzunahme der Wärmeleitung verallgemeinerte Strahlungsbilanzgleichung aufgestellt wird. Für die Temperatur im Körper wird zunächst ein allgemeiner Entwicklungsansatz nach räumlichen Kugelfunktionen gemacht, aus dem sich formal der Ausdruck für den Temperaturgradienten als Funktion des Oberflächenortes ergibt; die Temperatur der Oberfläche selbst stellt sich dabei als Reihe nach Potenzen von  $\cos \varphi$  dar ( $\varphi$  Winkel-

abstand von der Verbindungslinie Sonne—Meteormitte). Durch Einsetzen in die Strahlungsbilanzgleichung können dann die unbestimmten Koeffizienten bestimmt werden. In den vom Verf. gerechneten Fällen genügt es, sieben Glieder der Entwicklung für die Oberflächentemperatur mitzunehmen. Das nicht gerade über raschende Resultat ist, daß für einen „schwarzen“ Steinmeteoriten der gewählten Größe die Temperaturextreme zwischen  $+27,6^{\circ}$  und  $-17,0^{\circ}$  liegen, während natur gemäß beim Eisenmeteoriten gleicher Größe die entsprechende Spanne sehr gering etwa  $1^{\circ}$ , ist. Da der Temperaturgradient von der Größe des Körpers abhängt, so wird natürlich die Spanne zwischen Maximum und Minimum um so größer, je größer der Körper ist, und umgekehrt.

v. BRUNN

**N. Bohr.** Über die Quantentheorie der Linienspektren. Übersetzt von P. Hertz. Mit einem Vorwort des Verfassers. VI und 168 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1923. [S. 790.]

**N. Bohr.** On the quantum theory of line-spectra. Part III. Danske Vidensk Selsk. Skr. 8, 101—118, 1922. [S. 791.]

**A. Landé.** Fortschritte der Quantentheorie. XI und 91 S. Dresden und Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1922. (Wissensch. Forschungsber. Naturw Reihe, herausgeg. von Raphael Ed. Liesegang, Band 5.) [S. 790.]

**Paul S. Epstein.** The evaluation of quantum integrals. Proc. Nat. Acad. Amer. 8, 166—167, 1922, Nr. 7. [S. 788.]

**A. Dauvillier.** Analyse de la structure atomique. C. R. 173, 1077—1079, 1921 Nr. 22. [S. 800.]

**W. E. Curtis.** Half Quanta. Nature 109, 713, 1922, Nr. 2744. [S. 792.]

**S. Datta.** An Exception to the Principle of Selection in Spectra Nature 110, 39, 1922 Nr. 2749. [S. 792.]

SMEKAL

**J. Stark.** Änderungen der Struktur und des Spektrums chemische Atome. Nobelvortrag, gehalten vor der Königl. Schwedischen Akademie der Wissenschaften zu Stockholm am 3. Juni 1920. Les prix Nobel en 1919—1920, 10 S. 1922. Bereits referiert nach dem gleichlautenden, im Verlage von S. Hirzel in Leipzig 1920 erschienenen Sonderabdrucke. Vgl. diese Ber 2, 344, 1921. A. SMEKAL

**Ludwik Silberstein.** On the spectrum of neutral helium. Astrophys. Journ. 56, 119—131, 1922, Nr. 2. Der Verf. prüft zunächst die Frage, ob die Lagrangesche Partikularlösung des Dreikörperproblems, bei welcher die drei Körper dauernd in einer geraden Linie liegen, auf das neutrale Heliumatommodell angewendet werden kann. Es zeigt sich, daß das Spektrum des neutralen Helium mittels der resultierenden einfachen Formel nicht darstellbar ist (was in Anbetracht der falschen Ionisierungsspannung, welche das alte Bohrsche Heliumatommodell, da einen Spezialfall dieses Bewegungstypus verwirklicht, ergibt, wohl nicht überraschen sein kann). — Hierauf geht der Verf. zu der Annahme über, daß die Elektronen im Atom keine oder nur geringfügige Wechselwirkungen aufeinander ausüben. Die Spektralformel eines solchen He-Modells entsteht dann einfach durch Addition zweier Serienformeln für das He<sup>+</sup>-Spektrum, wobei für die Rydbergsche Konstante  $R$  allerdings streng genommen ein etwas anderer Wert als für He<sup>+</sup> einzusetzen wäre

$$\nu = 4R \left( \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{m_1^2} - \frac{1}{m_2^2} \right)$$



1 und 2 bedeuten die Indizes der beiden Elektronen, die  $n$  und  $m$  sind vier willkürliche (!) Anzahlen]. Der Verf. führt acht Beispiele an, um den numerischen Erfolg seines Verfahrens zu illustrieren. — In einer längeren Nachschrift findet sich eine Tabelle von 84 gemessenen Linien des neutralen He mit den zugehörigen Anzahlen  $n_1, n_2, m_1, m_2$  (von welchen für die Ausgangsbahnen einige bis auf 30 anstiegen) und den daraus berechneten Wellenlängen. Die erzielte Übereinstimmung geht bis auf einige Zehntel Ångström (bei einer Meßgenauigkeit von wenigen Tausendsteln! D. Ref.), in einigen Fällen beträgt die Differenz bis zu  $1,5 \text{ Å}$ . Die übrigen 7 beobachteten Linien können nur auf  $\pm 10 \text{ Å}$  genau dargestellt werden, wenn die Endbahnen der Elektronen höchstens die Quantenzahl 9 besitzen. Die übliche, gut begründete Serienanordnung der neutralen He-Linien wird durch die Darstellungsversuche des Verf. vollständig zerstört. Auf Grund einer Wahrscheinlichkeitsüberlegung wird zum Schluß angegeben, daß die erzielten Übereinstimmungen mit Sicherheit nicht dem Zufall zugeschrieben werden können. Da die nach dem Coulombschen Gesetze berechneten Abstoßungsenergien der beiden He-Elektronen ganz beträchtliche Werte annehmen würden, wird geschlossen, daß intraatomare Elektronen keinerlei oder nur sehr geringe Abstoßungskräfte aufeinander ausüben können. Der Verf. gibt an, daß diese Auffassung auch beim Li-Spektrum zu ähnlichen numerischen Ergebnissen führt.

A. SMEKAL.

**Ludwik Silberstein.** Some Spectrum Lines of Neutral Helium derived theoretically. *Nature* **110**, 247—249, 1922, Nr. 2755. Auszug aus vorstehend referierter Arbeit, auf die betreffs genauerer Einzelheiten vom Verf. verwiesen wird.

A. SMEKAL.

**W. M. Hicks.** Spectrum Lines of Neutral Helium. *Nature* **110**, 309, 1922, Nr. 2757. Mit Bezugnahme auf vorstehenden Nature-Brief von L. Silberstein teilt der Verf. mit, daß es ihm gelungen ist, die Frequenzen des Viellinienspektrums des Wasserstoffs durch additiv oder subtraktiv miteinander verbundene Balmerfrequenzen so darzustellen, daß die berechneten und die gemessenen Frequenzen innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit von  $0,01 \text{ Å}$  miteinander übereinstimmen. Durch diesen numerischen Erfolg veranlaßt, habe er die gleiche Methode auch auf das Curtissche Heliumspektrum (der Verf. scheint allerdings das von Curtis entdeckte He-Bandenspektrum und nicht das von Silberstein benutzte He-Serienspektrum zu meinen. D. Ref.) angewendet, was nun auch durch den Silbersteinschen Brief als erfolgreich bestätigt sei.

A. SMEKAL.

**C. V. Raman.** The Spectrum of Neutral Helium. *Nature* **110**, 700—701, 1922, Nr. 2769. Der Verf. weist darauf hin, daß die Bohrsche Erklärung der Balmerreihe die abnehmende Intensität der aufeinanderfolgenden Linien in sehr befriedigender Weise in Zusammenhang bringe mit immer größer und daher auch immer seltener werdenden Anfangsbahnen des Elektrons im Wasserstoffatom. Der Versuch von Silberstein zur Erklärung der Frequenzen im neutralen He-Spektrum (siehe voriges Referat) lasse nun gerade für die intensive gelbe He-Linie  $\lambda 5876$  einen derartigen Zusammenhang vermissen. Eine genauere Prüfung der Ergebnisse der Silbersteinschen Methode habe nun folgendes gezeigt: 1. Durch Vergrößerung der Quantenzahlen lasse sich die Genauigkeit der Darstellung beliebig steigern; es gibt daher oft mehrere gleich gute Darstellungsmöglichkeiten für eine beobachtete Linie. 2. Die Verteilung jener Linien, welche eine befriedigende numerische Wiedergabe zulassen und jener, bei welchen dies nicht zutrefte, weist auf das Wirken eines Wahrscheinlichkeitsgesetzes hin, so daß die erzielten Übereinstimmungen dem Zufall

zuzuschreiben seien. 3. Linien, welche ansteigenden Quantenzahlfolgen entsprechen, zeigen weder die zu erwartende Folge abnehmender Intensität, noch gehören sie entweder nur zum Ortho- oder zum Parheliumspektrum. Der Verf. hebt hervor, daß sich diese Mängel bei der Silbersteinschen Darstellung des Li-Spektrums mittels sechs unabhängiger Quantenzahlen in noch verstärktem Maße zeigen müssen. Endlich bemängelt er auch noch den von Silberstein für die Rydbergsche Konstante seiner Formel gewählten Zahlenwert.

A. SMEKAL

**Ludwik Silberstein.** The Spectrum of Neutral Helium. Nature **111**, 46—47, 1923, Nr. 2776. Der Verf. bestreitet die Berechtigung der Einwände von C. V. Raman (siehe vorstehendes Referat). Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die erhaltenen Übereinstimmungen dem Zufall zu verdanken wären, sei nach Ausweis der Rechnung verschwindend klein. Ferner ergebe auch die Berücksichtigung des korrekten Wertes für die Rydbergsche Konstante, der angegeben wird, keinerlei Änderungen hinsichtlich der numerischen Übereinstimmungen. Endlich bemüht sich der Verf. zu zeigen, daß der Serienzusammengehörigkeit der verschiedenen Linien auch innerhalb seiner Theorie Rechnung getragen werden könne.

A. SMEKAL

**W. M. Hicks.** The Spectrum of Neutral Helium. Nature **111**, 146, 1923, Nr. 2779. Der Verf. wendet sich gegen den zweiten Nature-Brief von Silberstein (siehe vorstehende Referate) über den unter der gleichen Überschrift behandelten Gegenstand. Die erzielten numerischen Übereinstimmungen seien mehr als 100 mal zu wenig genau gegenüber den Beobachtungsfehlern; der Versuch, die Serienzusammengehörigkeit der verschiedenen Linien auch im Rahmen der Silbersteinschen Theorie in Evidenz zu setzen, sei nur durch besondere numerische Eigenschaften der gewöhnlichen empirischen Serienformeln für das neutrale He-Spektrum möglich gewesen.

A. SMEKAL

**Bessie Curry.** Relative intensities of helium lines as a function of current. Phys. Rev. (2) **21**, 203, 1923, Nr. 2. Mit Hilfe eines Spektralphotometers nach Brace-Lemon wurde die Intensitätsänderung von Linien innerhalb einer Serie des Heliumspektrums in Abhängigkeit von einer Änderung des erregenden Stromes untersucht. Mit wachsendem Strom verschiebt sich die Energie im Spektrum nach dem Violett zu. Einzelheiten fehlen.

P. P. KOCH.

**A. Ll. Hughes and P. Lowe.** Intensity relations in the hydrogen spectrum produced by electron impacts. Phys. Rev. (2) **21**, 202, 1923, Nr. 2. Zu den Versuchen wurden Elektronen mit Voltgeschwindigkeiten zwischen 29 und 110 Volt benutzt. Die Messung der Intensität der Linien erfolgte photographisch-photometrisch. Von den Serienlinien bleibt die Schwärzung für  $H_\alpha$  über den benutzten Voltbereich konstant, bei  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  und  $H_\delta$  nimmt sie zunächst rasch zu, um dann konstant zu bleiben. Von zwölf Linien des sekundären Spektrums nimmt bei sechs mit wachsender Spannung die Schwärzung rapid ab, während sie bei sechs anderen ein Maximum zwischen 30 und 40 Volt durchläuft.

P. P. KOCH.

**H. Gieseler.** Serienzusammenhänge im Bogenspektrum des Chroms. Ann. d. Phys. (4) **69**, 147—160, 1922, Nr. 18. Auf Grund der magnetischen Aufspaltung wurde eine Anzahl von Liniengruppen des Chromspektrums geordnet. Nach den Aufspaltungsregeln von Landé stellt der Verf. vier Reihen von  $p$ -Termen  $p$ ,  $p'$ ,  $p''$ ,  $p'''$  fest, von denen jeder fünffach ist, so daß z. B.  $p$  zerfällt in  $p_0$ ,  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $p_3$ ,  $p_4$ ; als zugehörige innere Quantenzahlen  $k$  werden 0, 1, 2, 3, 4 angegeben. Die azimutale

Quantenzahl  $n$  wird 4. Bemerkenswert ist die große Termdifferenz zwischen  $p_1''$ ,  $p_2''$ ,  $p_3''$ ,  $p_4''$ , sowie besonders zwischen  $p_1''$ ,  $p_2''$ ,  $p_3''$ ,  $p_4''$ . Es kombiniert nun  $p$  mit  $p'$ ,  $p''$ ,  $p'''$  nach den bekannten Auswahlregeln ( $\Delta k = \pm 1, 0, 0 \rightarrow 0$  verboten). Die Zeemanaufspaltung ist vom Typus  $\frac{3}{2}a$  ( $a$  = normale Lorentzaufspaltung). Weiter stellt der Verf. zwei Glieder einer Kombination  $p d^I$  ( $d^I$  Laufterm) fest, wo  $p$  den bisherigen fünffachen Wert ( $p_0 \dots p_4$ ) hat und  $d^I$  ebenfalls fünffach ist. Als innere Quantenzahlen werden 1, 2, 3, 4, 5,  $n = 5$  angenommen, die Kombinationsregeln sind dann erfüllt. Als magnetische Aufspaltungsfaktoren ergeben sich für  $d_1^I$  0, für  $d_2^I$  1, für  $d_3^I$   $\frac{5}{4}$ . Bei  $d_4^I$  und  $d_5^I$  gelang die Berechnung nicht. Ferner findet der Verf. zwei, möglicherweise drei Gruppen  $p d^{II}$  ( $d^{II}$  Laufterm). Hier ist  $d^{II}$  dreifach mit den inneren Quantenzahlen 1, 2, 3, die azimutale Quantenzahl wird zu  $n = 3$  angenommen. Außer den fünf  $p$ -Termen kombiniert damit noch ein Einzelterm  $P_2$  ( $k = 2$ , Aufspaltungsfaktor 2). Die magnetische Aufspaltung des  $d^{II}$  ist von der gewöhnlichen  $d$ -Termaufspaltung verschieden, die Aufspaltungsfaktoren sind für  $d_1^{II}$ ,  $d_2^{II}$ ,  $d_3^{II}$  der Reihe nach  $\frac{5}{2}$ ,  $\frac{11}{6}$ ,  $\frac{5}{3}$ . Bei der dritten Gruppe, bei der auch der Gang der Termdifferenzen sich ändert, konnte die Zeemanaufspaltung nicht beobachtet werden. Die sechs Terme  $p_0, p_1, p_2, p_3, p_4, P_2$  kombinieren auch noch mit einem weiteren dreifachen Term, der als  $s$ -Term bezeichnet wird ( $s_1, s_2, s_3$ ), mit den inneren Quantenzahlen 1, 2, 3. Für  $s_1$  und  $s_3$  wurden die magnetischen Aufspaltungsfaktoren zu  $\frac{7}{3}$  und  $\frac{5}{3}$  festgestellt. Eine weitere Kombination der  $p$ -Terme mit einem neuen dreifachen Term ( $k = 1, 2, 3$ ) wurde bei 2592 Å festgestellt. Zwischen den Aufspaltungsfaktoren von  $d^{II}$ ,  $d'$  und dem gewöhnlichen  $d$ -Term wird eine Gesetzmäßigkeit festgestellt. Eine Tabelle gibt eine Übersicht über die beobachteten und berechneten magnetischen Aufspaltungen.

KRATZER.

**L. Dunoyer.** Les spectres d'induction du césium et du rubidium. Journ. de phys. et le Radium (6) 3, 81 S—83 S, 1922, Nr. 4. Die spätere ausführlichere Arbeit des Verf. (Journ. de phys. et le Radium (6) 3, 261—292, 1922) ist bereits in diesen Ber. S. 99 referiert.

V. ANGERER.

**K. Vogt und J. Koenigsberger.** Beobachtungen über Absorption in Joddampf und anderen Dämpfen. ZS. f. Phys. 13, 292—311, 1923, Nr. 5. Die Versuchsanordnung mit Rowland-Gitter war für direkte Photometrie bestimmt. Untersucht wurde hauptsächlich Joddampf, nebenbei Brom und Stickstoffdioxyd. Aus den Daten ergab sich folgendes: Das selektive kontinuierliche Absorptionsgebiet des Joddampfes wird durch Temperaturerhöhung verbreitert. Von 600° ab wird mit fortschreitender Dissoziation die selektive Absorption gleichzeitig mit der Bandenabsorption schwächer. Bandenabsorption und selektive Absorption sind daher dem Molekül oder einem mit der Molekülbildung zusammenhängenden Zustand eigentümlich. Temperatursteigerung verändert die Intensitätsverteilung im Bandenspektrum. Die Bandkantengruppen und Systeme zerfallen: es heben sich Linien und Liniengruppen heraus, die keine erkennbare Bandenanordnung besitzen, sondern den Viellinienspektren gleichen. Das Gesetz von Beer, wonach der Absorptionskoeffizient der Dichte proportional ist, gilt für Joddampf nur bis etwa zur Dichte  $5 \cdot 10^{-5}$ , und zwar sowohl für die selektive kontinuierliche Absorption als auch für das Bandenspektrum als Ganzes und für die einzelnen Absorptionslinien. — Luftzusatz vermehrt die Absorption wenig auf der kurzwelligen, stark auf der langwelligen Seite des Maximums. Es kann die selektive Absorption, die ihr Maximum im Anfangspunkt der Bandkantengruppen bei 5057 Å.-E. hat, als Fortsetzung des Bandenspektrums im Sinne der quantentheoretischen Deutung von Holtzmark-Debye aufgefaßt werden. Die Zahl der Moleküle im Zustand kontinuierlicher Absorption ist im Mittel nur  $\frac{1}{100}$  aller

vorhandenen. — Verbreiterungen der einzelnen Absorptionslinien wurden bei Brom in hohen Dichten und bei Jod, Brom und Stickstoffdioxid bei Druckerhöhung durch fremde Gase beobachtet. Die wahrgenommene Breite der Linien ist, wie die Diskussion zeigt, durch die Stoßdämpfung zu erklären. Die durch andere Ursachen bedingte Verbreiterung muß, wie Rechnung und Beobachtung zeigt, kleiner sein als das Auflösungsvermögen des Gitters. Der Rotations-Dopplereffekt, der sich vorläufig der theoretischen Berechnung entzieht, tritt jedenfalls nicht mit wahrnehmbarem Betrag auf.

KOENIGSBERGER.

**Robert Schwarz und Max Klingenfuss.** Über die Aktivierung von Kontakt-Platin durch Röntgenstrahlen. ZS. f. Elektrochem. 28, 472—473, 1922, Nr. 11 (21/22). Die katalytische Wirksamkeit des Platin-Asbests beim Schwefelsäure-Kontaktverfahren wird durch vorhergehende Bestrahlung desselben mit Röntgenstrahlen erhöht. Die Aktivierung des Platins beruht auf einer reversiblen Zustandsänderung, die durch Wasser bedingt wird und vielleicht am besten als eine Quellung aufgefaßt werden kann. Platin, das im scharf getrockneten Luftstrom auf 400° erhitzt und unter Ausschluß jeder Spur von Wasserdampf bestrahlt war, zeigt den Effekt nicht. Die Veränderung, die der Kontakt durch die Bestrahlung erleidet, ist keine dauernde. Der Wirkungswert klingt allmählich ab und sinkt unter den des unbestrahlten Platins herab; diese Ermüdung gleicht sich nach 12 Stunden wieder aus, worauf sich der Kontakt unverändert in alter Weise betätigt.

KAUFFMANN.

**Robert Wülder.** Photographische Wirkungen der Becquerelstrahlen. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. 148. S.-A. Wien. Ber. 131 [2a], 495—510, 1922, Nr. 8. Vgl. diese Ber. 4, 368, 1923.

SHEEL.

**J. Duclaux et P. Jantet.** Plaques photographiques pour l'ultra-violet extrême. Journ. de phys. et le Radium (6) 2, 156—159, 1921, Nr. 5. Für photographische Aufnahmen im Gebiet unterhalb 190  $\mu\mu$ , in dem bereits die Absorption der Gelatine stört, werden, da die Herstellung von Platten nach Schumannscher Vorschrift Schwierigkeiten bietet, solche verwendet, die durch Auslösen der Emulsionsgelatine aus gewöhnlichen Platten hergestellt werden können. Als Lösungsmittel dient verdünnte Schwefelsäure (100 ccm Säure von 66° auf 1 Liter), die man vier Stunden bei 25° einwirken läßt. Nach 30 Minuten langem Waschen in schwach fließendem Wasser werden die Platten getrocknet. Das Ablösen der Schicht kann durch Aufgießen von Kollodium vor dem Entwickeln vermieden werden, doch darf das Kollodium nicht erst trocken werden. Die Empfindlichkeit dieser Platten war zehnmal größer als die der besten nach der Schumannschen Methode erhaltenen; am besten waren Jouglassche Diapositivplatten. — Eine andere Möglichkeit ist durch Aufbringen einer Schicht von fluoreszierender Substanz auf eine gewöhnliche Platte gegeben. Guten Erfolg hatte ein Aufstrich von Äsculinlösung (in Glycerin), besser und einfacher war aber die Verwendung von blau fluoreszierendem Maschinenöl, das vor dem Entwickeln mit Äther und Alkohol abgewaschen wurde. Mit derartigem Aufstrich versehene orthochromatische Platten gestatten die Aufnahme des ganzen Spektralbereiches vom äußersten Rot bis zum äußersten Violett.

H. R. SCHULZ.

**Lloyd A. Jones.** An instrument (densitometer) for the measurements of high photographic densities. Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 231—242, 1923, Nr. 3. Das Polarisationsphotometer von Martens erscheint dem Verf., wenn es zur Messung sehr großer Schwärzungen benutzt werden soll, nicht ganz zufriedenstellend. Er beschreibt deshalb eine Neukonstruktion, die es unter anderem ermöglicht, auch die



Schwärzung photographischer Platten für diffus und parallel auffallendes Licht zu messen. Das Instrument ist nach üblichen Photometerprinzipien gebaut unter Verwendung eines Lummer-Brodhun-Würfels. Die meßbare Lichtschwächung erfolgt durch Blenden im parallelen Strahlengang und rotierende Sektoren. Es können Schwärzungen bis zum Wert 8 gemessen werden, was besonders wichtig ist für sensitometrische Versuche mit Röntgenstrahlen.

P. P. KOCH.

Harvey L. Curtis. Note on the shrinkage of photographic films. Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 275—276, 1923, Nr. 3. Über den Betrag und die Gleichförmigkeit der Schrumpfung gewaschener und getrockneter Filme geben folgende Tabellen Aufschluß:

Schrumpfung auf 40 cm Länge des Films.

	Oben Proz.	Unten Proz.	Oben Proz.	Unten Proz.	Oben Proz.	Unten Proz.	Oben Proz.	Unten Proz.
Ende . . .	0,63	0,62	0,74	0,58	0,99	0,95	0,64	0,60
Mitte . . .	0,60	0,54	0,68	0,78	0,63	0,98	0,65	0,61
Ende . . .	0,41	0,63	0,75	—	0,84	1,27	—	—
Mittel . . .	0,55	0,60	0,74	0,68	0,82	1,07	0,64	0,60

Schrumpfung auf 5 cm Länge des Films.

	Oben Proz.	Unten Proz.
1.	0,28	0,45
2.	0,73	0,82
3.	0,91	0,50
Mittel . . .	0,64	0,59

GAISSER.

R. T. Dufford, S. Calvert and Dorothy Nightingale. Luminescence of organo-magnesium halides. Phys. Rev. (2) 21, 203—204, 1923, Nr. 2. Grignard-Verbindungen vom Typus  $\text{RMgX}$  zeigen infolge Oxydation durch  $\text{O}_2$  Chemilumineszenz. Am günstigsten verhalten sich ziemlich konzentrierte Lösungen. Der zur Herstellung der Verbindungen erforderliche Äthyläther ist für die Lumineszenz nicht unbedingt notwendig und kann durch andere Lösungsmittel, welche keine Spur Äther enthalten, ersetzt werden. Der Temperatureinfluß ist gering. Der Magnesiumgehalt der Verbindungen ist wesentlich; die analogen Zinkverbindungen strahlen bei der Oxydation kein Licht aus. Die meisten aliphatischen Verbindungen sind ohne Lumineszenzvermögen, dagegen trifft man unter den aromatischen viele Beispiele an. Mit dem Wechsel des Halogens X ändern sich Farbe und Intensität der Emission; je kleiner das Atomgewicht, desto größer ist die Wellenlänge und in einigen Fällen die Intensität. Bei aromatischen Verbindungen hat ein zweiter Substituent im Benzolkern gleichfalls ausgesprochenen Einfluß auf Farbe und Intensität der Strahlung. Die Stellung des Substituenten im Ring übt gewöhnlich nur einen kleinen Effekt aus, der häufig bei Para-Derivaten verstärkt ist, so daß diese im allgemeinen glänzender sind als die Ortho- und Meta-Derivate. Die Natur des Substituenten hat einen großen Einfluß, für welchen die Masse oder das Molekulargewicht nicht der bestimmende Faktor ist. Gewisse ungesättigte aliphatische Verbindungen sind lumineszenzfähig, die Ungesättigtheit allein genügt aber noch nicht zur Hervorrufung der Erscheinung

wahrscheinlich muß die Gruppe  $MgX$  an ein ungesättigtes Kohlenstoffatom gekettet sein. Die Verbindung, die bis jetzt die hellste Chemilumineszenz aufwies, war das Magnesiumbrom-p-chlorbenzol  $p-CCl_6H_4 \cdot MgBr$ . Manche der untersuchten Magnesiumverbindungen zeigen Chemilumineszenz, auch wenn sie mit Chlorpikrin oder mit Brompikrin reagieren; diese Strahlung ist aber nicht mit der bei der direkten Oxydation auftretenden identisch und im allgemeinen von größerer Wellenlänge. Viele der Verbindungen und ihrer Oxydationsprodukte fluoreszieren im Ultraviolett.

KAUFFMANN.

**Henri Longchambon.** Étude spectrale de la triboluminescence de quelques corps. C. R. 176, 691—693, 1923, Nr. 10. Bei dem Rohrzucker, der Weinsäure, dem Cadmiumsulfat, Uranylnitrat und Flußspat rührt, obwohl sich diese fünf Stoffe sehr weitgehend in ihrer chemischen Zusammensetzung und in dem Symmetriegrad ihrer Kristalle unterscheiden, die Tribolumineszenz immer von derselben Erscheinung her: einer Ausstrahlung im Stickstoff oder in der Luft. Es ist wahrscheinlich, daß für die anderen Uranylsalze und für viele andere Körper von der Art des Schwefelzinks, der Platincyranüre des Bariums, Calciums, Magnesiums usw., welche eine Tribolumineszenz von der gleichen Farbe wie ihre Fluoreszenz zeigen, die Erscheinung dieselbe wie bei dem untersuchten Uranylnitrat ist: Die eigentliche Tribolumineszenz ist durch ein sekundäres Fluoreszenzphänomen maskiert. Bei dem Uranylnitrat konnten erst nach sechsständiger Exposition neben den bekannten Fluoreszenzbanden Stickstoffbanden festgestellt werden.

KAUFFMANN.

**Frank Horton and Ann Catherine Davies.** A Spectroscopic Investigation of the Ionisation of Argon by Electron Collisions. Proc. Roy. Soc. London (A) 102, 131—150, 1922, Nr. 715. [S. 813.]

PARTZSCH

**J. Stark.** Änderungen der Struktur und des Spektrums chemischer Atome. Nobelvortrag, gehalten vor der Königl. Schwedischen Akademie der Wissenschaften zu Stockholm am 3. Juni 1920. Les prix Nobel en 1919—1920, 10 S., 1922. [S. 832.]

SMEKAL.

**Loyd A. Jones and A. L. Schoen.** Preliminary Note on the spectral energy sensitivity of photographic materials. Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 213—217, 1923, Nr. 3. Der Zweck der Arbeit ist die Bestimmung der Energie, die in Form von Licht bestimmter Wellenlänge auf den  $cm^2$  einer photographischen Trockenplatte auffallen muß, damit bei spezifizierter Entwicklung der Platte die Schwärzung 1 entsteht: Strahlungsquelle: Wolframband in gasgefüllter Lampe. Optik: Quarz monochromator von Hilger. Energiemessung mit linearer Thermosäule. Eichung mit dem Strahlungsnormal des Bureau of Standards. Ergebnis: Für  $\lambda = 400 \mu\mu$  müssen 0,22 Erg auf den  $cm^2$  auffallen, um die Schwärzung 1 zu erzeugen, für  $\lambda = 460 \mu\mu$  0,12 Erg, in guter Übereinstimmung mit G. Leimbach (ZS. f. wissensch. Phot. 7, 157, 1909). Je nach der Korngröße (Durchmesser 0,25 bis  $10,00 \mu$ ) berechnet sich dabei die Anzahl der auf das Korn fallenden Lichtquanten der Wellenlänge  $420 \mu\mu$  zu  $2,0 \cdot 10^1$  bis  $3,10 \cdot 10^4$ . Auf die Absorption in der Schicht ist dabei keine Rücksicht genommen.

P. P. KOCH.

**A. Bouwers.** Über die Schwärzung der photographischen Platte durch Röntgenstrahlen und ihre Anwendung zur Intensitätsmessung. ZS. f. Phys. 14, 374—382, 1923, Nr. 6. Zur Untersuchung kamen Sensimaplatten von Gevaert. Die Expositionen erfolgten mit einer konstant gehaltenen Röntgenröhre auf die in einem verstellbaren Schieber unter einer Bleiblenne befindliche Trockenplatte. Ent-

icklung mit Agfa-Rodinal. Schwärzungsmessung mit dem Mikrophotometer von Coll. Die Schwärzung  $Z$  der Platte als Funktion der Belichtungszeit  $t$  ergab sich:  $Z = C \cdot \log \left( \frac{t}{T} + 1 \right)$ .  $C$  und  $T$  sind Konstante.  $C$  ist für die Wellenlängen  $1,18 \cdot 10^{-8}$  cm,  $0,71 \cdot 10^{-8}$  und  $1,54 \cdot 10^{-8}$  cm von diesen unabhängig, nimmt aber asymptotisch mit der Entwicklungszeit zu. Der Exponent  $p$  in der Schwarzschild-Formel:  $Z = f(Jt^p)$ , wo  $J$  die Intensität bedeutet, ist mit großer Annäherung gleich 1. Die Ergebnisse werden zur Bestimmung der Abhängigkeit der Intensität  $I$  von einer Röhre ausgehenden Röntgenstrahlung von Strom und Spannung benutzt.

P. P. KOCH.

5. E. Sheppard and Felix A. Elliott. The influence of stirring on the rate and course of development. Journ. Franklin Inst. 195, 211—228, 1923, Nr. 2. Die Verf. beschreiben einen Apparat zur gleichmäßigen Entwicklung von Film-entstometerstreifen bei verschiedenen Rührgeschwindigkeiten. Die Entwicklungs-geschwindigkeit ist von Strömungen, die größer als 4 cm pro Sekunde sind, wenig beeinflusst. Bei Verwendung des Hydrochinon-Carbonatentwicklers tritt bei geringer Rührgeschwindigkeit eine Depression ein, die durch stärkeres Rühren wieder behoben wird. Der Effekt ist bei anderen Entwicklern klein oder vernachlässigbar. Diese Rückkehr beruht auf einer Entfernung löslichen Bromids vom Film mit zunehmender Rührgeschwindigkeit.

KAUFFMANN.

6. E. Sheppard, S. S. Sweet and A. J. Benedict. Elasticity of purified gelatin gels as a function of hydrogen ion concentration. Journ. Franklin Inst. 195, 271, 1923, Nr. 2. Die mit gereinigten Gelatiningallerten ausgeführten Untersuchungen beschäftigen sich mit der Beziehung zwischen dem Gelatinierungsvermögen (Härte-Modul) und der Konzentration der Gelatine und des Wasserstoffions. Die Gelatine war von mineralischen Bestandteilen und hydrolytischen Produkten durch Elektrolyse und Fällung mit Aceton befreit. Das Maximum des Gelatinierungsvermögens lag bei einer Wasserstoffionenkonzentration zwischen  $P_H = 7$  und  $P_H = 9$ . Ein entschiedenes Minimum konnte beim isoelektrischen Punkt 4,7 bis 4,8 nicht beobachtet werden, aber die Kurve hatte eine unbedeutende Schulter in dieser Region, nach welcher für  $P_H < 4$  das Gelatinierungsvermögen sehr schnell abfällt, ebenso wie es dies für  $P_H > 10$  tut. Kleine Mengen von Aluminium (im Betrage von nur 0,01 bis 0,1 Proz. Tonerde auf trockene Gelatine berechnet) riefen sehr beträchtliche Änderungen in der Gelatinierungsvermögen— $P_H$ -Kurve hervor. Das totale Gelatinierungsvermögen nahm stark zu, und es entwickelte sich ein neues Maximum bei ungefähr  $P_H = 4,0$ .

KAUFFMANN.

7. A. C. Hardy and Loyd A. Jones. The graininess of photographic materials used in the motion picture industry. Journ. Franklin Inst. 195, 272, 1923, Nr. 2. Die Negativaufnahme hat deutlichen Einfluß auf die Korngröße des resultierenden positiven Abdrucks; die kleinste Korngröße wird durch die kürzeste Aufnahme erzielt. Verdünnung der Entwicklerlösung ruft im allgemeinen eine leichte Zunahme der Korngröße hervor, welche von dem für das Negativ dienenden Entwicklungsmittel fast ganz unabhängig ist. Fixieren, Waschen und Trocknen haben einen sehr kleinen Einfluß.

KAUFFMANN.

8. E. P. Wightman, A. P. H. Trivelli and S. E. Sheppard. The size-frequency distribution of particles of silver halide in photographic emulsions and its relation to sensitometric characteristics. Journ. phys. chem. 27, 1—51, 1923, Nr. 1. Es wird eine verbesserte Methode zum mikroskopischen Studium der

Verteilung der Größenhäufigkeit von Silberhaloidkörnern in einer photographischen Emulsion genau beschrieben und ein Überschlagn der hauptsächlichsten Fehlerquellen gegeben. Die relative Empfindlichkeit der Emulsionen steigt schnell mit der Zunahme der mittleren Größe und der Größenordnung der Partikel. KAUFFMANN.

**E. P. Wightman, A. P. H. Trivelli and S. E. Sheppard.** The size-frequency distribution of particles of silver halide in photographic emulsions and its relation to sensitometric characteristics. Part IV. Journ. phys. chem. 27, 141—166, 1923, Nr. 2. Die Existenz und Natur der statistischen Variation der Empfindlichkeit von Silberhaloidkörnern in photographischen Platten wird besprochen und mathematisch behandelt. KAUFFMANN.

**Hermann Brunswik.** Über die Färbbarkeit der Silberchloridkristalle mit organischen Farbstoffen. ZS. f. wiss. Mikrosk. 38, 150—152, 1921, Nr. 2. Durch Umkristallisieren von Silberchlorid mit Ammoniak erhält man bei Zusatz von Methylenblau, Eosin wässerig und Bismarckbraun dunkelblaue bzw. rosarote oder gelbbraune, fast vollkommen lichtbeständige Kristalle. FRICKE.

**Max Wolff.** Über die Bedeutung der Lüppo-Cramerschen Phenosafranin-Desensibilisierung für die Praxis der Mikrophotographie. ZS. f. wiss. Mikrosk. 38, 145—149, 1921, Nr. 2. Belichtete photographische Platten werden durch ein kurzes Vorbad in einer Phenosafraninlösung — Phenosafranin 1, aqua destillata 2000 — in so hohem Maße desensibilisiert, daß die Platten bei gedämpftem gelben Licht entwickelt werden können. Sind die Platten mit den üblichen Reagenzien entwickelt und fixiert, so bringt man sie, da sie durch das Safranin stark rot gefärbt worden sind, in ein Entfärbungsbad — Alaunlösung (2proz.) 50 Tl., HCl (verd. 5proz.) 50 Tl. — Gewöhnliche Platten dürfen nicht mit Hydrochinon, mit Mangandioxydunterguß versehene lighthofffreie Platten mit Neolentwickler (Paramidosalicylsäure) entwickelt werden. Neol wird zweckmäßig durch Brenzkatechin-Ätznatron-Rapidentwickler ersetzt. FRICKE.

**C. F. Bödecker.** Maschinen zur Herstellung von Schliffen zum Zwecke der mikroskopischen Untersuchung organischarmer Gewebe. ZS. f. wiss. Mikrosk. 38, 153—166, 1921, Nr. 2. FRICKE.

**M. Berek.** Über selektive Beugung im Dunkelfeld und farbige Dunkelfeldbeleuchtung. ZS. f. wiss. Mikrosk. 38, 237—257, 1922, Nr. 3. Die im Dunkelfeld an gefärbten Mikroorganismen beobachtbaren Farberscheinungen beruhen nicht auf Fluoreszenz, sondern gleichgültig, ob zur Färbung fluoreszierende oder nicht fluoreszierende Farbstoffe verwandt werden, auf selektiver Beugung. Sie unterscheiden sich qualitativ nach ihrer Entstehungsweise in nichts von den „normalen“ Beugungserscheinungen an ungefärbten Präparaten, nur quantitativ insofern, als die einzelnen Lichtarten nach Maßgabe der Unterschiede der Brechungs- und Absorptionsindizes an den beugenden Elementen gegenüber ihrer Umgebung mit verschiedener Intensität gebeugt werden. Für den wahrgenommenen farbigen Beugungseffekt ist also der relative Dispersionsverlauf der Brechungs- und Absorptionsindizes an den beugenden Grenzen maßgebend. Die an gefärbten Präparaten im Dunkelfeld beobachtbaren Farberscheinungen sind nur dann annähernd komplementär zu den Färbungen im Hellfeld, wenn die Unterschiedlichkeit der Brechungs- und Absorptionsindizes an den beugenden Grenzen nur einzelne und für beide Indizes dieselben Indizes umfaßt; da gegen sind die Farberscheinungen im Dunkel- und Hellfeld nicht komplementär



ann die Unterschiedlichkeit der Brechungs- und Absorptionsindizes das ganze sichtbare Spektrum oder für die beiden Indizes verschiedene Spektralbereiche umfaßt. Es folgt daraus, daß zur Erzielung ausgesprochen farbiger Beugungsphänomene Farbstoffe mit stark ausgeprägter selektiver Absorption zu bevorzugen sind. FRICKE.

**Bien.** Eine neue Objektiv- und Präparatschutzvorrichtung. ZS. f. wiss. Mikrosk. 38, 277—279, 1922, Nr. 3. Der Apparat besteht aus einem Metallring, welcher auf jedes Objektivgewinde üblicher Konstruktion aufgeschoben werden kann. In der einen Seite des Metallringes ist eine in ein Ebonitstäbchen auslaufende Schraube angebracht, die der Länge des Objektivs entspricht. Diese Schraube kann durch eine Gegenmutter so fixiert werden, daß das Ebonitstäbchen auf den Objektträger stößt, bevor das Objektiv das Deckglas berührt. FRICKE.

**Rhumler.** Der Mündener Binokelfuß, eine Vorrichtung zur horizontalen Einstellung des Binokels vornehmlich auf solche Objekte, die an stehenden Baumstämmen festsitzen. ZS. f. wiss. Mikrosk. 38, 270—276, 1922, Nr. 3. Es handelt sich um ein Fußgestell in Form eines Dreifußes, dessen adlerzehentartig gebogene Zinken mit zum Teil schräggestellten Spitzen versehen sind. Der Fuß kann jedem Binokel mit abnehmbarem Oberteil als Wechselfuß angepaßt werden. FRICKE.

**Dubreuil.** Principe d'une nouvelle méthode de reconstruction photographique stéréoscopique d'objets microscopiques grossis. C. R. 172, 969—972, 1921, Nr. 16. FRICKE.

**Maurice François.** Sur un dispositif microscopique pour l'examen des cristaux opaques. C. R. 172, 967—969, 1921, Nr. 16. Es handelt sich um eine Vorrichtung zur mikroskopischen Beobachtung winziger undurchsichtiger Kristalle. — Die Kristalle liegen auf einer sehr kleinen undurchsichtigen Unterlage zwischen Objektträger und Deckglas und werden durch einen kleinen am unteren Ende des Objektivs befestigten Hohlspiegel, der in der Mitte eine kleine Öffnung besitzt und dessen Brennweite gleich dem freien Objektabstand ist, von oben her beleuchtet. Als Lichtquelle dient eine mit Kollimator versehene kleine Lampe, die unterhalb des Kristalls in der Achse des Mikroskops angebracht ist. Die Beobachtung geschieht durch die kleine im Hohlspiegel befindliche Öffnung. FRICKE.

**R. A. Houstoun.** An Investigation of the Colour Vision of 527 Students by the Rayleigh Test. Proc. Roy. Soc. London (A) 102, 353—360, 1922, Nr. 716. Bei der Herstellung von Gelb aus homogenem Rot und Grün zeigten sich bei einer Untersuchung, die Lord Rayleigh 1881 an 23 männlichen Personen ausführte, daß einzelne mehr Rot, andere mehr Grün als ein normales Auge brauchten; die ersteren wurden als Rot-, die anderen als Grünanomale bezeichnet. Verf. nimmt die Untersuchung an 527 in optischen Bestimmungen nicht ungeübten Personen, darunter 104 weiblichen, nach einem nicht wesentlich abweichenden Verfahren wieder auf und bestimmt den Logarithmus des Verhältnisses der Menge Licht  $\lambda = 6300 \text{ Å-E.}$  zu der  $\lambda = 5351$ , welche die Beobachter brauchten, um das Gelb der Natriumlinie herzustellen. Es zeigen sich, wenn die Beobachtungen nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgeglichen werden, so große Abweichungen nach beiden Seiten hin, daß das Vorhandensein der Anomalien als real zu betrachten ist. Die Beobachtungen der Frauen fielen allerdings innerhalb der Ausgleichskurve, bei den männlichen Beobachtern zeigten sich aber 28 Anomalien, die ebensowohl auf Normalsichtige wie auf Farben-

blinde fielen. Weiter wurde die Sehtüchtigkeit für Rot durch Vergleichung eines reinen Spektralrot mit Weiß mittels eines Fettfleckphotometers an 120 Beobachtern bestimmt. Eine Parallelität zwischen der Rotempfindlichkeit, der Anomalie und der Farbenblindheit ließ sich nicht feststellen. LEVY.

**A. Steichen.** Färbung rotierender Scheiben bei doppelter Beleuchtung. Phys. ZS. 24, 112—114, 1923, Nr. 5. Es werden Versuche beschrieben, wo rotierende Scheiben mit symmetrischem schwarzweißem Muster bei Beleuchtung gleichzeitig mit stetigem (Glühlampen) sowie mit intermittierendem gefärbten Licht Komplementärfarbenerscheinungen zeigen. Der Verf. erklärt den Versuch als Gegenstück zu den bekannten farbigen Schatten. K. W. F. KOHLRAUSCH.

**Wilhelm Ostwald.** Welche Fortschritte hat die neue Farbenlehre gebracht? ZS. f. Elektrochem. 28, 398—404, 1922, Nr. 10 (19/20). In der 27. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft referiert W. Ostwald zusammenfassend über das Wesentliche seiner Farbenlehre. K. W. F. KOHLRAUSCH.

**Franz Exner.** Versuch einer Theorie des Farbensehens. Wien. Anz. 1922, S. 187, Nr. 20. „Im ersten Teil der Arbeit wird auf Grund des vorliegenden Beobachtungsmaterials untersucht, ob und inwieweit die (Königschen) Grundempfindungskurven sowie die Helligkeitskurven der Monochromaten als Resonanzkurven anzusprechen sind. Es zeigt sich, daß das im allgemeinen wohl der Fall ist und die Annahme eines Resonanzvorganges im Auge den Tatsachen nicht widerspricht. Unter der Voraussetzung von drei verschiedenen gestimmten Resonatoren, entsprechend den drei Faserarten der Young-Helmholtz'schen Theorie, werden im zweiten Teil die Erscheinungen des Farbensehens bei Mono-, Di- und Trichromaten sowie beim Sehen mit exzentrischen Stellen der Netzhaut des näheren untersucht und versucht, dieselben durch die Resonanztheorie einer Erklärung näher zu bringen.“ — (Autorreferat.)

K. W. F. KOHLRAUSCH.

## 7. Wärme.

**H. Ficker.** Polarfront, Aufbau, Entstehung und Lebensgeschichte der Zyklonen. Meteorol. ZS. 40, 65—79, 1923, März. In der Form eines Referats gibt der Verf. einen großzügigen, klaren Überblick über das Bild, das wir uns heute über die Entwicklung der atmosphärischen Zyklonen machen. Als Grundlage und Ausgangspunkt werden die Arbeiten von V. Bjerknes und seinen Mitarbeitern benutzt, die in den Geof. Publ. (Kristiania) und den Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. in den letzten Jahren erschienen sind. Großes Gewicht wird auf den Nachweis gelegt, daß die thermische Auffassung der Zyklonen keineswegs von der Bjerknesschen (skandinavischen) Schule ausgeht, sondern daß ihre Grundlagen von Dove, Helmholtz, Margules, Exner und Ficker geschaffen und an Hand reichen Beobachtungsmaterials verifiziert worden sind. Das große Verdienst von Bjerknes besteht in der bildhaften und übersichtlichen Darstellung und in der Zusammenfassung der atmosphärischen Störungen zu einer Entwicklungsgeschichte der Zyklonen. — Den Ausgangspunkt der Betrachtungen bietet die Kalotte kalter Polarluft, die in dem Bestreben, auseinanderzuffießen (äquatorwärts), durch die Erdrotation eine östliche Bewegungskomponente erhält. Die westwärts fließende kalte Polarluft grenzt an die warme Westdrift (ostwärts gerichtet) der gemäßigten Breiten. Die trennende Diskontinuitätsfläche (Linie) mit ihrem Temperatur- und Windrichtungssprung



(Helmholtz) wird von Bjerknes Polarfront genannt. Deformationen, die die Polarfront durch Abbremsung des Kaltluftstromes z. B. infolge lokal erhöhter Reibung erleidet, geben Anlaß zu südwärts sich fortpflanzenden Kälte- und nordwärts sich einschubenden Wärmewellen. Dieses System kalter und warmer Zungen verschiebt sich in der Regel ostwärts. Jede Zyklone besteht nach Bjerknes aus einer solchen warmen Zunge (warmer Sektor), die in ihrer Ostbewegung rechts von der zurückweichenden Rückseite, links von der fortschreitenden Vorderseite einer Kältezunge begrenzt wird. An der Vorderseite der Zyklone weicht daher die kalte Luft zurück; die warme Luft rückt nach und steigt an der geneigten Diskontinuitätsfläche aufwärts (Kurslinie). An der Rückseite schiebt sich nachdrängende kalte Luft unter die warme (Böenlinie). Vorder- und Rückseite des Gebildes, durch das die Zyklone dargestellt wird, sind Niederschlagsgebiete. Ein Mangel der Bjerknesschen Auffassung besteht in der Außerachtlassung jeder absteigenden Luftbewegung („Abgleitflächen“, „Nachsinken“ von warmer Luft an der vorderen Diskontinuitätsfläche). Auch in bezug auf die Lage der Stratosphäre kommt Bjerknes in Widerspruch zu den aerologisch zutage geförderten Tatsachen, so daß sein Bild nur auf die „niedrigen“, nicht aber auf die komplizierter gebauten hohen Zyklonen anwendbar ist. Die weitere Entwicklung der Zyklone ergibt sich dadurch, daß die kalte Luft von der Böenlinie her die warme Luft überholt und so die Zirkulation kalter Luft um ein warmes Zentrum geschlossen wird. Mit dem Abheben des warmen Luftkernes vom Erdboden stirbt die Zyklone ab. Aus dem Verlauf der Diskontinuitätslinien bestimmt sich das Entwicklungsstadium der Zyklone. Die Deformation der Polarfront, die von der absterbenden „Mutterzyklone“ zurückbleibt, führt zur Bildung neuer Zyklonen (orographische Einflüsse). Diese Betrachtungen führen zu Serien zusammengehöriger Zyklonen (Zyklonenfamilien), die längs der südwestwärts gerichteten Polarfront angeordnet sind. Die südlichste Zyklone ist die jüngste in der Entwicklung. Jeder Familie gehören gewöhnlich vier Zyklonen an. Zwischen zwei in der Westwindzone einander folgenden Familien erreicht der „Polarstrom“ das Passatgebiet. Ein System von vier Zyklonenfamilien mit dazwischengeschalteten Polarströmen soll sich in 22 Tagen um die Erde bewegen. Die mittlere Lebensdauer einer Zyklone beträgt 7 Tage. Die Entstehungserklärung der Zyklonen auf Grund Helmholtz'scher Wellen an der Polarfront haben Exner und A. Wegener abgelehnt. — Die einander folgenden Zyklonenfamilien mit zwischengeschalteten Polarströmen in den gemäßigten Zonen (Westwindgürteln) geben ein physikalisch mögliches Bild des Austausches äquatorialer und polarer Luft. Die Polarfronttheorie ergibt sich als wesentlicher Teil eines Schemas zur allgemeinen Zirkulation.

CONRAD.

**A. Wassmuth.** Grundlagen und Anwendungen der statistischen Mechanik 2. Aufl. Mit vier Abbildungen, VI und 116 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1922 (Sammlung Vieweg, Heft 25). [S. 793.] SMEKAL.

**Jacob Kunz.** A derivation of Planck's law of radiation by means of the adiabatic theorem. Phys. Rev. (2) 21, 198, 1923, Nr. 2. „Das Adiabatentheorem (Ehrenfest), verbunden mit einer Modifikation des Maxwell-Boltzmannschen Verteilungsgesetzes und einem Theorem von Rayleigh und Jeans, führt zu einer sehr kurzen Herleitung des Planckschen Strahlungsgesetzes.“ GERLACH.

**M. Pirani und W. Fehse.** Über Herstellung und Eigenschaften von reinem Graphit. ZS. f. Elektrochem. 29, 168—174, 1923, Nr. 4 (7/8). [S. 806.] GAISSER.

**Frederick G. Keyes, Leighton B. Smith and David B. Joubert.** The equation of state for methane gas phase. Journ. of Math. and Phys. 1, 191—210, 1922,

Nr. 4 (Bull. Mass. Inst. of Techn. 58, Nr. 18, Aug. 1922). Es wird ein Apparat beschrieben, der zur Bestimmung des Druck-Volumen-Temperatur-Diagrammes auf Grund von Messungen bei konstantem Volumen (isometrische Linien) dient. Die isometrischen Linien von Methan sind für spezifische Volumina von 8,0 bis 35,1 cm/g bei den Temperaturen 0, 50, 100, 150 und 200° gemessen worden. Innerhalb der Versuchsfehler (etwa 2 Prom.) sind diese Linien Gerade. Bei der geringsten Dichte wurde der Druckbereich von 36 bis 69 Atm., bei der höchsten Dichte von 130 bis 322 Atm. ausgedehnt. Auf Grund dieser Messungen ist als Zustandsgleichung des Methans die

Beziehung  $p = \frac{4,1175}{v - \delta} T - \frac{9802}{(v + 0,565)^2}$  aufgestellt, in der  $\log_{10} \delta = 0,56195 - \frac{1,05}{v}$

ist, wenn die Drucke  $p$  in Atmosphären und die spezifischen Volumina  $v$  in cm/g ausgedrückt sind. — Das Gewicht von 1 Liter Methan bei 0° und einer Atmosphäre folgt nach der Zustandsgleichung zu 0,71718 g. HENNING.

**Frederick G. Keyes, Robert S. Taylor and Leighton B. Smith.** The thermodynamic properties of methane. Journ. of Math. and Phys. 1, 211—242, 1922, Nr. 4 (Bull. Mass. Inst. of Techn. 58, Nr. 18, Aug. 1922). Der Dampfdruck  $p$  des Methans ist von  $-176$  bis  $-87^\circ$ , d. h. fast im ganzen Bereich der flüssigen Phase gemessen worden. Die Temperatur  $t$  bzw.  $T = 273,13 + t$  wurde mit einem Platinthermometer ermittelt, das an ein Wasserstoffthermometer konstanten Volumens angeschlossen war.

Die Beobachtungen sind durch die Beziehung  $\log_{10} p_{\text{Atm.}} = -\frac{595,546}{T} + 8,09938 - 4,04175 \cdot 10^{-2} T + 1,68655 \cdot 10^{-4} T^2 - 2,51715 \cdot 10^{-7} T^3$  darstellbar. Der normale Siedepunkt des Methans ergibt sich hiernach zu  $-161,61^\circ$ . Ferner wurden die Flüssigkeitsdichten des Methans (das mit seinem gesättigten Dampf im Gleichgewicht stand) gemessen und die zugehörigen Dichten des Dampfes teils aus der Zustandsgleichung, teils nach dem Gesetz der geraden Mittellinie berechnet. Aus der tabellarischen Darstellung dieser Daten seien folgende Werte entnommen:

$T$ abs.	Dichte (g/ccm)		$T$ abs.	Dichte (g/ccm)	
	Flüssigkeit	Dampf		Flüssigkeit	Dampf
100	0,441 7	0,000 680 1	160	0,339 1	0,023 69
110	0,426 3	0,001 601	170	0,313 7	0,036 67
120	0,411 7	0,003 232	180	0,281 2	0,055 98
130	0,396 7	0,005 850	185	0,257 3	0,073 35
140	0,380 4	0,009 794	191,03	0,161 3	0,161 3
150	0,361 2	0,015 52			

Aus den Beobachtungen des Dampfdruckes ergab sich die kritische Temperatur zu  $T_c = 191,03^\circ$  abs. und der kritische Druck zu 45,8 Atm. Die Dichtemessungen lieferten für das kritische Volumen 6,2 cm/g. — Die Verdampfungswärme  $\lambda$  (cal/g) wurde mit Hilfe der Clausius-Clapeyronschen Gleichung berechnet. Sie beträgt am normalen Siedepunkt 122,99 cal/g und läßt sich zwischen 100 und 150° abs. durch die Gleichung  $\log_{10} \lambda = 1,65214 + 2,0076 \cdot 10^{-4} (T_c - T) + 0,22225 \log_{10} (T_c - T)$  darstellen. Unter Verwendung der Zustandsgleichung des Methans und der von Heuse (1919) ermittelten spezifischen Wärme des Gases in tiefer Temperatur ist die spezifische Wärme der Flüssigkeit am normalen Siedepunkt zu 0,82 cal/g berechnet. HENNING.